



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

ULB

Untersuchung der frühen Abbrandphase von Feststoffpartikeln mit optischer Diagnostik

Köser, Jan Christoph
(2020)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00013410>

Lizenz:



CC-BY-SA 4.0 International - Creative Commons, Attribution Share-alike

Publikationstyp: Ph.D. Thesis

Fachbereich: 16 Department of Mechanical Engineering

Quelle des Originals: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/13410>

Untersuchung der frühen Abbrandphase von Feststoffpartikeln mit optischer Diagnostik

Am Fachbereich Reaktive Strömungen und Messtechnik
an der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr. - Ing.)

D i s s e r t a t i o n

von

Jan Christoph Köser, M.Sc.

aus Stade

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. V. Scherer

Darmstadt 2019

Köser, Jan Christoph:
Untersuchung der frühen Abbrandphase von Feststoffpartikeln mit optischer Diagnostik
Darmstadt, Technische Universität Darmstadt,
Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUpriints: 2020

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-134107
Tag der mündlichen Prüfung: 29.08.2019

Veröffentlicht unter CC BY-SA 4.0 International
<https://creativecommons.org/licenses/>

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts Reaktive Strömungen und Messtechnik. Ohne die Unterstützung der Kollegen hätte ich diese Arbeit nicht durchführen können. Ein besonderes Dankeschön richtet sich an Prof. Andreas Dreizler, der mir die Freiheit gelassen hat, mich in der Untersuchung verbrennender Einzelkohlepartikel „äuszutoben“. Er hat mir die Chance zur Promotion gegeben und mich jederzeit im intensiven Austausch unterstützt.

Mein Dank gilt auch Prof. V. Scherer für die Übernahme des Koreferats.

Des Weiteren möchte ich mich bei Dr. Benjamin Böhm bedanken, der immer ein offenes Ohr hatte und mich beim Schreiben der Publikationen unterstützt hat. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Institutswerkstatt unter Leitung von Roland Berntheisel, die alle meine Konstruktionen wie gewünscht umgesetzt haben. Den Mitarbeiterinnen des Sekretariats gebührt für ihre immerwährende organisatorische Unterstützung ebenfalls mein Dank. Für die gute Zusammenarbeit bedanke ich mich bei allen Beteiligten des SFB Transregio 129. Vielen Dank auch für die Finanzierung meiner Arbeit durch dieses DFG Projekt.

Bedanken möchte ich mich weiterhin besonders bei Dr. Robert Knappstein, Dr. Florian Ries und Hendrik Nicolai für ihre vielen Simulationsergebnisse meines Einzelpartikelbrenners, sowie die Beantwortung oder Diskussion fachlicher Fragestellungen. Mein Dank gilt auch Dr. Lukas Becker und Dr. Jhon Pareja, die zur gleichen Zeit wie ich am Institut gearbeitet haben und mich immer wieder ermutigt haben weiter zu machen. Ebenfalls gilt mein Dank meinem Bürokollegen Johannes Emmert, der mich mit seinen Messungen und Ratschlägen weiter voran gebracht hat. Ein beonderes Dankschön gebührt außerdem Tao Li und Christopher Geschwindner, die mich in der Endphase meiner Arbeit mit vielen Diskussionen und Korrekturen unterstützt haben. Ich wünsche den beiden weiterhin viel Erfolg bei der Forschung im Bereich der Einzel- und Gruppenpartikelverbrennung.

Am meisten möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Meinen Eltern und Schwiegereltern, die mir durch die Betreuung meiner Kinder viel Zeit für meine Promotion ermöglicht haben. Meiner Frau Lara, die mir immer den Rücken freigehalten hat und sich um unsere beiden Kinder gekümmert hat und meine mitunter mürrische Laune während des Schreibens der Dissertation ertragen musste.

Darmstadt, im August 2019

Jan Köser

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Stand der Forschung	2
1.2.1	Flugstromreaktoren für die Untersuchung der Verbrennung von Feststoffpartikeln	2
1.2.2	Messtechnische Untersuchungen in der Verbrennung von Einzelpartikeln	3
1.3	Struktur und Ziel der Arbeit	6
2	Grundlagen	9
2.1	Kohleverbrennung	9
2.1.1	Klassifizierung fester Brennstoffe	9
2.1.2	Verbrennung fester Brennstoffe	10
2.1.3	Schwellverhalten von Partikeln	12
2.1.4	Oxyfuel-Verbrennung	12
2.2	Partikelbewegung in laminarer Gasströmung	13
2.3	Partikelformparameter und deren Bestimmung	16
2.4	Messtechnische Methoden	21
2.4.1	Diffuse Hintergrundbeleuchtung zur Partikelaufnahme (DBI)	21
2.4.2	Particle Tracking Velocimetry mit diffuser Hintergrundbeleuchtung	22
2.4.3	Lumineszenz-Visualisierung	23
2.4.4	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Moleküls (OH-PLIF) .	24
3	Flugstromreaktor	25
3.1	Anforderungen an den Flugstromreaktor	25
3.2	Aufbau	26
3.3	Partikelseeder	27
3.4	Betriebspunkte	28
3.5	Eindimensionale Simulation der Flachflamme	29
3.6	Startpunkt der Partikel aufheizung und -beschleunigung durch die Flachflamme	31
3.7	Experimentelle Bestimmung der Gastemperaturen	35
3.7.1	Kohärente Anti-Stokes-Raman-Streuung (CARS)	35
3.7.2	Abstimmbare Diodenlasermesstechnik	37
3.8	Bestimmung der Wandtemperatur	39
3.8.1	Experimenteller Aufbau und Durchführung	41
3.8.2	Auswertung und Ergebnisse	42
3.9	Vergleich von Experiment und Simulation: Strömungs- und Temperaturfelder	43

4	Verwendete Brennstoffe	49
5	Experimenteller Aufbau und Datennachbereitung	51
5.1	Positionierung, Datenaufnahme und Synchronisierung	52
5.2	Hochaufgelöste, diffuse Hintergrundbeleuchtung zur Messung der Partikeleigen- schaften	53
5.2.1	Datenaufnahme	53
5.2.2	Datenaufbereitung	55
5.2.3	Charakterisierung der Messsysteme	56
5.2.4	Validierung und Sensitivitätsanalyse des Auswertalgorithmus . . .	64
5.2.5	Quasi 3D-Rekonstruktion des Partikels	73
5.2.6	Kontrollparameter für die Partikelauswahl	73
5.3	Diffuse Hintergrundbeleuchtung zur Partikelgeschwindigkeitsverfolgung DBI- PTV	77
5.3.1	Datenaufnahme	77
5.3.2	Datenaufbereitung	77
5.3.3	Charakterisierung	80
5.4	OH-PLIF zur Messung des Volatilenabbrands	81
5.4.1	Datenaufnahme	81
5.4.2	Datenaufbereitung	82
5.4.3	Charakterisierung	83
5.5	Partikelzündung mittels OH-PLIF	86
5.6	Lumineszenz Visualisierung zur Messung des Volatilenabbrands	86
5.6.1	Datenaufnahme	87
5.6.2	Datenaufbereitung	87
5.6.3	Charakterisierung	88
6	Ergebnisse	89
6.1	Partikelparameter	89
6.1.1	Vergleich der Partikelgrößenverteilung von BL1 und BL2	89
6.1.2	Partikelformverteilung	89
6.1.3	Partikelschwellung und -formänderung	94
6.2	Partikelbewegung	101
6.2.1	Partikeleintrittsgeschwindigkeiten	101
6.2.2	Partikelgeschwindigkeitstrajektorien	102
6.3	Dateninterpretation und Vergleich der eingesetzten Messtechniken	106
6.4	Vergleich der detektierten Signale bei unterschiedlichen Kohlearten	112
6.5	Zündungsverzugszeiten	116
6.6	Ende des Volatilenabbrandes	119
7	Zusammenfassung und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	126

Abbildungsverzeichnis

1.1	Komplexität der Feststoffverbrennung	2
1.2	Unterteilung von Flugstromreaktoren für die Untersuchung von Einzelpartikelverbrennung.	3
2.1	Van-Krevelen-Diagramm	9
2.2	Schematische Darstellung der Abbrandphasen eines Kohlepartikels	11
2.3	Reaktionsschritte der Volatilen während der Verbrennung	11
2.4	Luftatmosphäre vs. Oxyfuel Atmosphäre in der Verbrennung	13
2.5	Auf den Partikel wirkende Kräfte im Strömungsfeld.	14
2.6	Freeman-Chain-Code	17
2.7	Darstellung der Partikelparameter und Ellipsenparameter	18
2.8	In-situ Partikelmessstechniken mit bildgebenden Verfahren.	21
2.9	Projezierte Ansicht eines Objektes mit unterschiedlicher Ausrichtung zur optischen Achse des Detektionssystems.	22
2.10	Prinzip der Particle Tracking Velocimetry.	22
2.11	Emmissionspektrum der Chemilumineszenz einer Methanflamme	23
2.12	Spezifische spektrale Strahlung des Schwarzen Körpers	24
3.1	Dreidimensionale Darstellung des Flugstromreaktors	27
3.2	Schematische Darstellung des Flugstromreaktors	27
3.3	Darstellung des Partikelseeders	28
3.4	Bilder der Flachflammen von allen Betriebspunkten im stationären Zustand	30
3.5	Ergebnisse der 1D Simulation für AIR20 und OXY20	31
3.6	Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Flammenfrontposition anhand des OH-Radikals.	32
3.7	Bestimmung der Aufheizzeitpunkte mittels OH-PLIF	33
3.8	CARS Spektrum	36
3.9	Temperaturprofile entlang der Zentralachse (CARS)	37
3.10	Temperaturprofile entlang der Zentralachse (CARS)	37
3.11	Skizze des experimentellen Aufbaus der Temperaturmessung mit TDLAS .	38
3.12	Wasserkonzentrationen im Flugstromreaktor (TDLAS)	39
3.13	Ergebnisse der Temperaturmessungen mit TDLAS für die AIR-Betriebspunkte.	40
3.14	Ergebnisse der Temperaturmessungen mit TDLAS für die OXY-Betriebspunkte, sowie die Standardabweichungen für die OXY-Betriebspunkte und AIR20.	40
3.15	Spektrum und Kalibrierkurve von GGG:CrCe	42
3.16	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbau zur Wandtemperaturmessung	42

3.17	Ergebnisse der Wandtemperaturmessungen	44
3.18	Simuliertes Temperaturfeld des Betriebspunktes OXY20	45
3.19	Simulierte und gemessene Temperaturen entlang der Zentralachse des Flugstromreaktors	46
3.20	Simulierte und gemessene radiale Temperaturprofile AIR	46
3.21	Simulierte und gemessene radiale Temperaturprofile OXY	47
3.22	Simulierte Geschwindigkeitsprofile entlang der Zentralachse	48
4.1	Gemessene Partikelgrößenverteilung nach dem Sieben.	50
5.1	CAD Modell des experimentellen Aufbaus	51
5.2	Skizze des experimentellen Aufbaus und der FOVs	52
5.3	Skizze des Aufbaus der Lichtschranke	53
5.4	Triggerschema der Detektionssysteme	53
5.5	Skizze des experimentellen Aufbaus von BL1 und BL2	54
5.6	Ablaufplan der Datennachbereitung von BL1 und BL2	55
5.7	Hintergrundbilder von BL1 und BL2	58
5.8	Kriterien der räumlichen Auflösung	58
5.9	Vergleich der Antwortfunktionen CTF und MTF eines optischen Systems .	59
5.10	Räumliche Auflösung von BL1 und BL2 in der Fokusebene	61
5.11	Pixelverschiebung durch Vibration der Kamera von BL2	62
5.12	Aus der Fokusebene verschobener Siemensstern von BL2	63
5.13	Auflösungsgrenzen abhängig vom Abstand zum Fokus	63
5.14	Sequenz eines $40\ \mu m$ Punktes BL2	65
5.15	Radiale Grauwertprofile und normierte Gradienten Profile	65
5.16	Berechnete normierte Punktdurchmesser nach Heywood für BL1 und BL2 .	66
5.17	Einflüsse der Intensität auf die Objektdurchmesserbestimmung	67
5.18	Einflüsse reduzierter Pixelauflösung auf die Objektdurchmesserbestimmung	68
5.19	Aufnahmen desselben Steinkohlepartikels von BL1 und BL2	69
5.20	Normierte Heywood-Durchmesser bei unterschiedlichen Positionen entlang der optischen Achsen	70
5.21	Untersuchung des Einflusses des Binnings	71
5.22	Ergebnisse bei reduzierter Auflösung	71
5.23	Vergleich der Ellipsen-Anpassungsmethoden	72
5.24	Schritte der 3D Rekonstruktion zur Volumenbestimmung	74
5.25	Partikelpositionen in der x-y-Ebene	75
5.26	Kontrollparameter und Partikelverteilung in Abhängigkeit von der Höhe über dem Brennerkopf	76
5.27	Skizze des experimentellen Aufbaus vom PM zur Partikelverfolgung mit einem DBI-System	77
5.28	Schritte der Datenaufbereitung von PM	78
5.29	Algorithmus zur Bestimmung der zeitlichen und räumlichen Partikelpositionen	79
5.30	Beispiel: Detektierte Partikelpositionen von PM	80
5.31	Diffuser Hintergrund von PM bei einer Messhöhe von $33\ mm$	81
5.32	Skizze des experimentellen Aufbaus des OH-Detektionssystems	82

5.33	Schritte der Datenaufbereitung von OH	83
5.34	Nachweis der OH-Detektion am Kohlepartikel	84
5.35	Detektiertes OH-Signal in Abhängigkeit der Partikelposition relativ zum Laserlichtschnitt	85
5.36	Bestimmung der Partikelzündung mittels OH-PLIF	86
5.37	Skizze des experimentellen Aufbaus des Lumineszenz-Detektionssystems . .	87
5.38	Schritte der Datenaufbereitung von LU	87
6.1	Partikelgrößenverteilungen im Bereich des Brenneintritts	90
6.2	Vergleich der Heywood-Durchmesser von BL1 und BL2 bei SK2 AIR20 . .	91
6.3	Vergleich der Formparameter von BL1 und BL2 bei SK2 AIR20	91
6.4	Numerische Exzentrizitäten von BL1 und BL2 bei SK2 AIR20	92
6.5	Numerische Exzentrizität und Heywooddurchmesser	93
6.6	Vergleichsgrößen bestimmt aus der 3D-Rekonstruktion	94
6.7	Durchmesserverteilung von SK1 abhängig von der Höhe für alle Betriebs- punkte	95
6.8	Größenverteilung von SK2 abhängig von der Höhe für alle Betriebspunkte .	96
6.9	Größenverteilung von SK3 abhängig von der Höhe für alle Betriebspunkte .	97
6.10	Größenverteilung von PT2 und US2 abhängig von der Höhe für einige Be- triebspunkt	98
6.11	Größenverteilung von RB2, RB3 und SI2 abhängig von der Höhe für einige Betriebspunkte	99
6.12	Schwellverhältnis der untersuchten Feststoffpartikel	99
6.13	Partikelexzentrizitäten von SK3 in Abhängigkeit der Höhe	101
6.14	Partikeleintrittsgeschwindigkeiten für kolumbianische Steinkohle	102
6.15	Partikeleintrittsgeschwindigkeiten an der Stelle z_{sprung} weiterer Kohlen . .	103
6.16	Partikelgeschwindigkeiten von SK2 AIR20 in Abhängigkeit von der Ver- weilzeit im heißen Abgas	103
6.17	artikelgeschwindigkeiten der kolumbianischen Steinkohle bei allen Betrieb- spunkten in Abhängigkeit von der Verweilzeit	104
6.18	Partikelgeschwindigkeiten aller Kohlen bei AIR20	105
6.19	Verhältnis der Maximalgeschwindigkeit der Partikel zur Fluidgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Volatilengehalt der Kohle	105
6.20	Einfluss der Volatilenflamme auf die Partikelbeschleunigung	107
6.21	Vergleich der detektierten Signale von BL und LU	108
6.22	Vergleich der zeitgleich detektierten Signale mit OH-PLIF und Lumineszenz	109
6.23	Partikelbild detektiert von BL1	110
6.24	Abhängigkeit des OH-Signals im Partikelnahbereich von der Partikelposi- tion im Laserlichtschnitt	111
6.25	Sequenz eines Partikels SK2 während des Volatilenabbrands beim Betriebs- punkt AIR20 aufgezeichnet mit LU	113
6.26	Bildsequenzen des ersten detektierten Signals mit LU sowie des Übergangs vom Volatilen- zum Koksabbrand. Die roten Sterne markieren die Par- tikelmittelpunkte, welche durch PM bestimmt wurden.	113
6.27	Erstes detektiertes Signal mit LU sowie der Übergang vom Volatilen- zum Koksabbrand	114

6.28	Streuung der Signalflächenänderung von SK2 in Abhängigkeit von der Verweilzeit	114
6.29	Gemittelte Signalflächen von LU in Abhängigkeit von der Verweilzeit . . .	115
6.30	Vergleich des OH-Signals bei unterschiedlichen Kohlen und Betriebspunkten	117
6.31	Beispielsequenz eines zündenden Steinkohlepartikels detektiert mit OH und LU	118
6.32	Zeitliche Differenz zwischen dem ersten detektierten Signal von OH und LU bei der Zündung	119
6.33	Zündverzugszeiten für kolumbianische Steinkohle SK bei unterschiedlichen Größenverteilungen und Betriebspunkten	120
6.34	Zündverzugszeiten verschiedener Steinkohlen im Vergleich	120
6.35	Histogramme des Endes des Volatilenabbrands für kolumbianische Steinkohle	121
6.36	Histogramme des Endes des Volatilenabbrands für einige Kohlen im Vergleich	122

Tabellenverzeichnis

2.1	Klassifizierung von Kohlen	10
3.1	Volumenströme der Betriebspunkte	29
3.2	Gas- und Wandtemperaturen am Brennerkopf gemessen mit Thermoelementen.	30
3.3	Ergebnisse der adiabaten 1D-Simulation	32
3.4	Position des Startpunktes der Partikelauflheizung	35
4.1	Immediat- und Elementaranalyse der eingesetzten Brennstoffe	49

Abkürzungsverzeichnis

AIR	Verbrennungsatmosphäre aus N_2/O_2
BL1	Messsystem DBI 1
BL2	Messsystem DBI 2
BW	<i>Binary Image (Black and White)</i> – Binäres Bild
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i> – Ladungsgekoppeltes Bauteil
CL	Chemilumineszenz
CTF	<i>Contrast Transfer Function</i> – Kontrastübertragungsfunktion
CARS	Kohärente Anti-Stokes-Raman-Streuung
DAQ	<i>Data Acquisition</i> – Datenerfassung
DBI	<i>Diffuse Back-Illumination</i> – Diffuse Hintergrundbeleuchtung
DLSE	<i>Direct Least Squares Ellipse Fit</i> – Methode der kleinsten Fehlerquadrate zur Approximation von Ellipsen
fps	<i>Frames per Second</i> – Bilder pro Sekunde
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i> – Halbwertsbreite
HR	<i>Heating Rate</i> – Aufheizrate
LED	<i>Light Emitting Diode</i> – Lichtemittierende Diode
LIF	<i>Laser Induced Fluorescence</i> – Laserinduzierte Fluoreszenz
LU	Lumineszenz-Imaging
MTF	<i>Modulation Transfer Function</i> – Modulationsübertragungsfunktion
MVEE	<i>Minimum Volume Enclosing Ellipse/Ellipsoid Fit</i> – minimales Volumen Ellipsen Fit
OH	Messsystem OH-PLIF
OXY	Verbrennungsatmosphäre aus CO_2/O_2
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i> – Laserbasiertes Messverfahren für Strömungsgeschwindigkeiten
PLIF	<i>Planar Laser Induced Fluorescence</i> – Planare Laserinduzierte Fluoreszenz

PMT	<i>Photomultiplier Tube</i> – Photomultiplier oder Photoelektronenvervielfacher
PM	<i>Particle Motion</i> – Messsystem für die Partikelbewegung
PTV	<i>Particle Tracking Velocimetry</i> – Laserbasiertes Messverfahren für Strömungs- und Partikelgeschwindigkeiten
SNR	<i>Signal-to-Noise-Ratio</i> – Signal-zu-Rausch-Verhältnis
SCME	Matlab Regionprops Ellipsen Fit
TC	<i>Thermocouple</i> – Thermoelement
TDLAS	<i>Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy</i> – Absorptionsspektroskopie mit durchstimmbaren Diodenlasern
VCSEL	<i>Vertical Cavity Surface Emitting Laser</i> – Oberflächenemitter
IDT	<i>Ignition Delay Time</i> – Zündverzugszeit

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit wird die frühe Abbrandphase von Feststoffpartikeln untersucht. Dafür werden optische Messtechniken eingesetzt und bezüglich ihrer Eignung in der Feststoffverbrennungsforschung evaluiert. Dieses Kapitel motiviert die Notwendigkeit der Forschung im Bereich der Feststoffverbrennung und berichtet über den aktuellen Stand der Forschung. Abschließend werden der Aufbau und die Ziele dieser Arbeit vorgestellt.

1.1 Motivation

Die Kommission „Wachstum, Strukturwandel und Beschäftigung“ hat in ihrem Abschlussbericht vorgeschlagen, die Kohleverbrennung in Deutschland bis zum Jahr 2038 einzustellen [1]. Der weltweite Primärenergieverbrauch nimmt in den nächsten 20 Jahren unabhängig vom betrachteten Szenario weiterhin zu [2]. Trotz des massiven Ausbaus der Stromerzeugung mit erneuerbaren Energien spielt die Verbrennung von Kohle als Primärenergieträger weiterhin eine wichtige Rolle. Länder wie Indien und China planen die Anzahl ihrer Kohlekraftwerke in den nächsten Jahren stetig zu erhöhen, da sie durch ihr rapides Bevölkerungs- und Wohlstandswachstum der letzten Jahrzehnte eine schnell verfügbare und sichere Energieversorgung auch in Zukunft garantieren müssen [3]. Darüber hinaus muss die Problematik der Energiespeicherung zur Kompensation der fluktuativen Bereitstellung von Sonne- und Windenergie gelöst werden, was die Verbrennung fossiler Brennstoffe nach dem Ausstieg aus der Atomenergie in Deutschland, zur Abdeckung der Grundlast, nach wie vor unverzichtbar macht. Kraftwerkstechnologien wie die CO_2/O_2 -Sequestrierung / Carbon Capture and Storage (CCS) stellen den aktuellen Stand der Forschung dar und können den Treibhausgasausstoß trotz Kohleverbrennung durch die Speicherung von Kohlenstoffdioxid in meist unterirdischen Lagerstätten senken. Indem die Kohle durch Biomassen wie Lebensmittel-, Agrar- oder Forstabfälle ersetzt wird, kann der Kohlenstoffdioxid-Ausstoß neutralisiert werden. Um CCS-Technologien effizient umsetzen zu können, muss eine Trennung des Kohlenstoffdioxid im Abgas von den restlichen Verbrennungsprodukten ohne großen und teuren Aufwand durchführbar sein. Verbrennungsverfahren wie Precombustion, Postcombustion, Oxyfuel und Chemical Looping kommen dabei in Frage [4–6]. In der Kohleverbrennung liegt der Forschungsschwerpunkt momentan auf der Oxyfuel-Verbrennung. Dabei wird der in normaler Umgebungsluft enthaltene Stickstoff durch Kohlenstoffdioxid ersetzt, wodurch in der späteren Abscheidung nur noch Kohlenstoffdioxid, Wasser und die Aschebestandteile voneinander getrennt wer-

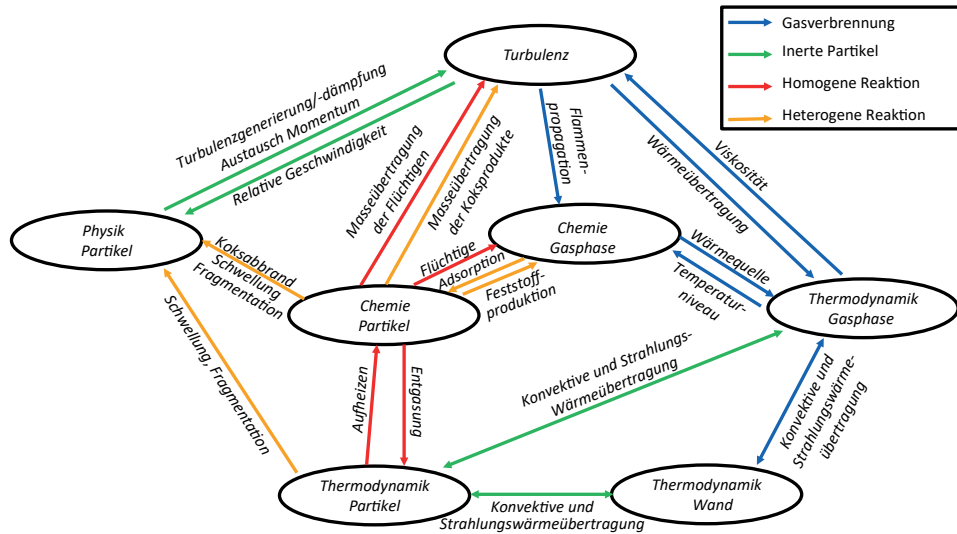


Abbildung 1.1: Komplexität der Feststoffverbrennung: Interaktion von Partikel- und Gasphaseneigenschaften.

den müssen. Jedoch verändern sich durch den Austausch des Stickstoffs viele physikalische Parameter in der Verbrennungsatmosphäre wie beispielsweise die Wärmestrahlung oder Diffusivitäten der vorliegenden Gase. Wie sich die Verbrennung fester Brennstoffe unter Oxyfuel-Bedingungen verändert, wird in dieser Arbeit untersucht. Da die Kohleverbrennung ein sehr komplexer Prozess ist, wie Abbildung 1.1 deutlich macht, konzentriert sich diese Arbeit auf die Untersuchung der frühen Abbrandphase einzelner Feststoffpartikel unter Luft- und Oxyfuel-Bedingungen. Es werden moderne optische Messtechniken eingesetzt, um die relevanten Prozesse in-situ zu betrachten. Das grundlegende Verständnis, das aus dieser Arbeit gewonnen wird, dient zur Entwicklung von Modellen der Kohleverbrennung unter Oxyfuel-Bedingungen. Zusätzlich können die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse bezüglich optischer Messverfahren in der Feststoffverbrennung zukünftig auf die Untersuchung der Biomasseverbrennung angewendet werden.

1.2 Stand der Forschung

1.2.1 Flugstromreaktoren für die Untersuchung der Verbrennung von Feststoffpartikeln

In der Einzelpartikelverbrennung kommen zum größten Teil Flugstromreaktoren zum Einsatz. Diese lassen sich in zwei Hauptgruppen einteilen (Abbildung 1.2). Zu den elektrisch beheizten Flugstromreaktoren gehören die Jet-im-Querstrom-Reaktoren (engl.: jet-in-crossflow), wie sie von Adamczyk et al. [7] eingesetzt werden, und die weit verbreiteten Fallrohrreaktoren [8–15], in denen die durch ein kleines Rohr eingebrachten Partikel vertikal durch eine heiße Atmosphäre fallen. Die andere Hauptgruppe bilden Flugstromreaktoren, welche die Abgase von Gasflammen nutzen, um eine heiße Verbrennungsatmosphäre zu erzeugen (engl. vitiated coflows). Weiterhin können diese unterteilt werden in Konfi-

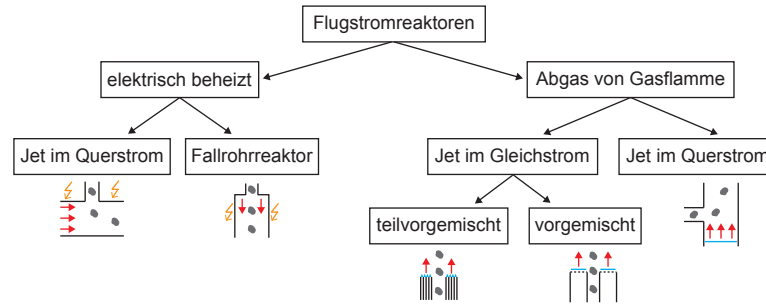


Abbildung 1.2: Unterteilung von Flugstromreaktoren für die Untersuchung von Einzelpartikelverbrennung.

gurationen mit Jet-im-Gleichstrom (engl.: jet-in-coflow) und Jet-im-Querstrom (engl. jet-in-crossflow). Lee nutzt eine Querstrom-Anordnung mit einer vorgemischten Flachflamme [16]. Die Jet-im-Gleichstrom-Konfiguration wird mit teilvorgemischten und vorgemischten laminaren Gasflammen betrieben. Bei den teilvorgemischten Brennern kommen Hencken-Brenner oder solchen ähnliche Varianten zum Einsatz. Hierbei wird die Flammenzone durch eine Vielzahl von Diffusionsflammen erzeugt [17–21]. Vorgemischte Brenner nutzen eine Sintermatrix vergleichbar mit einem McKenna-Brenner zur Flammenstabilisierung [22]. Alle Brenner, die heißes Abgas nutzen, haben ein Partikeljetrohr, durch das Partikel mit einem inerten Trägergas in den Brennerraum transportiert werden.

1.2.2 Messtechnische Untersuchungen in der Verbrennung von Einzelpartikeln

In diesem Abschnitt wird primär auf die Untersuchung von Einzelpartikeln während des Volatilenabbrands und die dafür verwendete Messtechnik eingegangen. Zu den betrachteten Phänomenen gehört die Partikelzündung, die Verbrennungshistorie der Partikel sowie das Anschwellen der Kohlepartikel.

Zündung und Volatilenabbrand

Die in der Literatur bestimmten Zündverzugszeiten und Volatilenabbrandzeiten sind nicht nur von Randbedingungen des Prüfstandes und der verwendeten Kohle abhängig, sondern auch von den eingesetzten Messsystemen zur Bestimmung dieser Größen. Dies haben Zhang und Wall schon 1994 nachgewiesen [23]. Deshalb ist es sinnvoller Trends zu vergleichen anstatt Absolutwerte. Molina und Shaddix haben ein Kamerasystem eingesetzt, um CH^* -Emissionen und Schwarzkörperstrahlung zu detektieren [24]. Dabei haben sie beobachtet, dass das CH^* -Signal sehr schwach ist, weshalb nur über mehrere Kohlepartikel gemittelte Zündverzugs- und Volatilenabbrandzeiten bestimmt werden konnten. Die Ergebnisse zeigen, dass die Zündverzugszeit sich mit zunehmendem Sauerstoffgehalt in der Verbrennungsatmosphäre verkürzt. Gleichzeitig ändert sich die Dauer des Volatilenabbrands nicht. In einer weiteren Veröffentlichung haben Shaddix und Molina [25] bei Messungen der gleichen Kohle Pittsburgh No8 gezeigt, wie sich die Volatilenabbranddauer mit Erhöhung des Sauerstoffgehalts ändert. Hierbei wurde eine mit Bildverstärkung ausgestattete Kamera zur Detektion des Wellenlängenbereichs zwischen 300 und 400 nm eingesetzt.

Bejarana et al. haben mit zunehmendem Sauerstoffgehalt eine Abnahme der Volatilenabbranddauer festgestellt [15]. Die Messungen wurden in N_2/O_2 - und CO_2/O_2 -Atmosphären durchgeführt. Die Volatilenabbranddauer wurde anhand des Signals eines der Farbkanäle des eingesetzten 3-Farben-Pyrometers bestimmt. Cai et al. haben gezeigt, dass die Zündverzugszeit unabhängig von der Wasserdampfkonzentration ist, wenn diese unter 25 % beträgt. Khatami und Levendis haben mit einer Hochgeschwindigkeitsfarbkamera die Zündverzugszeit und Volatilenabbranddauer bestimmt, indem sie das Lumineszenz-Signal detektiert haben [26]. Dabei haben sie festgestellt, dass die Partikel mit zunehmendem Inkohlungsgrad später zünden. Des Weiteren wurde von ihnen die Größe der maximalen Hüllflamme bestimmt. In einer weiteren Veröffentlichung haben Khatami et al. gezeigt, dass die Zündverzugszeit mit zunehmendem Volatilengehalt abnimmt [27]. Untersuchungen zur Partikelhistorie unterschiedlicher Kohlen während des Volatilenabbrands wurden von Kim et al. mittels Visualisierung der Lumineszenz durchgeführt [28]. In einer Jet-im-Querstrom-Konfiguration haben Lee und Choi ein vergleichbares Experiment durchgeführt, um einen effektiven Flammenradius zu bestimmen [16]. Lei et al. haben mit einer Hochgeschwindigkeitskamera das Lumineszenz-Signal während des Volatilenabbrands aufgenommen und dabei festgestellt, dass mit zunehmendem Sauerstoffgehalt die Zündverzugszeit kürzer wird [11]. Auch mit zunehmenden Volatilenanteil nimmt diese bei Steinkohlen ab. McLean et al. haben bei der Aufnahme von Steinkohlepartikeln mittels Schattenbildverfahren eine Schweifbildung festgestellt [29]. Fletcher et al. und Khatami et al. haben ähnliche Formen festgestellt und sind zu der Schlussfolgerung gekommen, dass es sich um Rußpartikel handeln muss [30, 31]. Hasse gibt einen Überblick über die in der Forschung eingesetzten Pyrolyse- und Koksabbrand-Modelle [32]. Goshayeshi et al. haben in ihrer Veröffentlichung mehrere Modelle zur Bestimmung der Zündverzugszeit miteinander verglichen [33].

Partikelform

Bai et al. haben Kohlepartikel zeitlich verfolgt, um Partikelform und -rotation während des Volatilenabbrands zu untersuchen [34]. Dabei haben sie festgestellt, dass die Partikelgröße und -form einen großen Einfluss auf die Verbrennungshistorie des Partikels haben. Vorobiev et al. sowie Adamczyk et al. haben Partikelformen während des Koksabbrands bestimmt, um diese in ihren Koksabbrandmodellen zu berücksichtigen [7, 35]. Lu et al. haben den Einfluss der Partikelform auf die Biomasseverbrennung experimentell und numerisch untersucht [36]. Dabei sind sie zu dem Ergebnis gekommen, dass die Partikelform einen Einfluss auf die Reaktionsrate hat. Mit zunehmender Partikelgröße nimmt diese zu. Auch Wendt et al. haben eine Abhängigkeit der Zündverzugszeit von der Partikelform in ihrer Simulation festgestellt [37]. Nicht-sphärische Partikel zündeten hierbei schneller.

Partikelbewegung

Lee und Choi haben in einer Jet-in-Querstrom-Flugstromreaktorkonfiguration die Bewegung von Kohlepartikeln in der frühen Abbrandphase untersucht [38]. Dabei zeigten sie, dass die Phasen der Kohleverbrennung von der Aufheizung bis zum Ende des Volatilenabbrands die Partikelbewegung unterschiedlich beeinflussen. Mit zunehmendem Sauerstoffgehalt in der Atmosphäre nahm die vertikale Partikelgeschwindigkeit schneller zu. Kokspartikel beschleunigten langsamer als Kohlepartikel derselben Größenordnung. Sie

stellten daraufhin die Vermutung auf, dass der Masseverlust während des Volatilenabbrands zu einer Beschleunigung des Partikels führt. Zusätzlich stellten sie auch eine Rotation der Partikel fest. Molina und Shaddix gingen davon aus, dass die Kohlepartikel in ihrem Experiment der Strömung folgten [24]. Kim et al. trafen die gleiche Annahme, obwohl in beiden Experimenten die gemessene Partikelgeschwindigkeit schneller ist als das analytisch berechnete Strömungsfeld [39]. Adamczyk et al. berechneten Bewegungsgleichungen für brennende Kokspartikel in einer Jet-im-Querstrom-Konfiguration und erzielten dabei gute Ergebnisse [7] im Vergleich zum Experiment, indem sie einen Masseverlust berücksichtigen.

Partikelschwellung

Khan und Jenkins haben in mehreren Veröffentlichungen den Einfluss der Aufheizrate, des Umgebungsdrucks und der Kohleart untersucht [40–42]. Bei den Experimenten betrugen die Aufheizraten der ca. $500\ \mu\text{m}$ großen Partikel bis zu $150\ \text{K}/\text{min}$ bei Drücken bis zu $2\ \text{MPa}$. Bei Aufheizraten von bis zu $100\ \text{K}/\text{min}$ hat die Aufheizrate einen Einfluss auf das Anschwellen der Partikel. Eine Schlussfolgerung war, dass die Aufheizrate die thermoplastischen Eigenschaften der Kohle beeinflusst, da ein Teil der Reaktionen der Kohlebestandteile aufgrund der höheren Temperaturen schneller ablaufen. Eine Korrelation zwischen den prozentualen Kohlebestandteilen und dem Schwellverhalten der Partikel konnte nicht festgestellt werden. Ähnliche Ergebnisse erhielten auch Löwenthal et al. indem Kohlepartikel bei verschiedenen Drücken mit Aufheizraten von bis zu $900\ \text{K}/\text{s}$ erhitzt wurden und dabei mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet wurden [43]. Dabei wurde gezeigt, dass auch die Partikelgröße und der Mazeralanteil das Anschwellen der Partikel beeinflussen. In einem Fallrohrreaktor hat Lee unter anderem das Schwellverhalten von Steinkohle während der Pyrolyse bei Aufheizraten von $10^4\ \text{K}/\text{s}$ untersucht [44]. Mit zunehmender Verweilzeit hat sich die Größenverteilung zu größeren Durchmessern verschoben. Desweiteren sind die Partikel bei einer Verweilzeit von $0,3\ \text{s}$ deutlich runder geworden. Fletcher führte Messungen an mehreren Stein- und Braunkohlen in zwei Flugstromreaktoren bei unterschiedlichen Sauerstoffkonzentrationen zwischen 0 und 12 % durch [45]. Der Partikeldurchmesser der Rohkohle betrug ca. $100\ \mu\text{m}$ und die Partikelproben wurden nach $45\ \text{ms}$ Verweilzeit mit einer Absaugsonde entnommen. Dabei stellte er bei Messungen im CCL (Char Combustion Laboratory, Prüfstand mit heißer Verbrennungsumgebung durch Abgas einer Flachflamme) fest, dass in diesem Sauerstoffbereich die Partikel der Steinkohle Pittsburgh No8 weniger als 10 % anschwellen und keine Abhängigkeit des Schwellverhaltens von der Sauerstoffkonzentration in der Verbrennungsumgebung nachweisbar war. Vergleichbare Tests wurden auch in einem Fallrohrreaktor durchgeführt, der eine niedrigere Aufheizrate besaß, wobei die Partikel bis zu 50 % angeschwollen sind. Fletcher ist der Meinung, dass dieses Ergebnis nicht nur auf die unterschiedlichen Aufheizraten zurückzuführen ist, sondern wahrscheinlich auch auf die Abgaszusammensetzung des CCL. Bei den anderen Kohlen wurde keine signifikante Anschwellung der Partikel festgestellt. Die Kohlen Pittsburgh No8 und Illinois No6 wurden ebenfalls von Gale et al. in einem Flachflammenbrenner bei 4 % Sauerstoff im Abgas untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die bei einer Verweilzeit von $50\ \text{ms}$ entnommenen Proben den gleichen Durchmesser wie die Rohkohle besaßen oder sogar mit zunehmender Aufheizrate kleiner wurden [46]. Yu et al. stellten in ihren Pyrolyseexperimenten unter

Inertgas eine Abhängigkeit des Schwellverhaltens von der Partikelbeladungsdichte fest [47, 47]. Shurtz et al. entwickelten ein Modell für das Schwellverhalten von Kohlepartikeln bei Aufheizraten von 10^5 K/s und validierten dieses anhand experimenteller Daten [48]. Simulationsergebnisse von Yang et al. zeigen, dass das Anschwellen von Steinkohlen mit einem hohen Volatilenanteil mit zunehmender Aufheizrate zuerst zunimmt und dann wieder abnimmt [49]. Im Inneren des Partikels nimmt die Blasenanzahl gleichzeitig ab. Die DNS von Muto et al. untersuchte den Einfluss von anschwellenden Kohlepartikeln auf die Struktur einer Jet-Flamme mit dem Ergebnis, dass die sich ändernde Größenverteilung der Partikel berücksichtigt werden muss [50].

1.3 Struktur und Ziel der Arbeit

Die Verbrennung von Feststoffpartikeln wie Kohle ist, wie in der Motivation schon erwähnt, sehr komplex. Um Kohle- oder Biomassekraftwerke detailliert berechnen zu können, müssen die physikalischen und chemischen Prozesse und deren Interaktion auf allen Skalen verstanden werden. Die für Simulationen entwickelten Modelle müssen anhand experimenteller Daten validiert werden. Dabei ist es sinnvoll die Einzelpartikelverbrennung im laminaren Strömungsfeld zu betrachten, um die Komplexität zu reduzieren. Speziell der Volatilenabbrand, der nur einige Millisekunden dauert, kann durch intrusive Messtechniken nur schwer erfasst werden. Zwar gibt es viele Forschungsergebnisse in diesem Bereich, jedoch sind teilweise die Randbedingungen nicht realitätsnah oder exakt bestimmt worden. Oft wurde auch nur eine physikalische Größe zur Zeit bestimmt und nur eine geringe Parametervariation bezüglich Kohlen- und Verbrennungsatmosphärenzusammensetzung durchgeführt. Das Ziel dieser Arbeit ist einen laminaren Flugstromreaktor zur Einzelpartikelverbrennung zu entwickeln, der exakt definierte Randbedingungen, wie realitätsnahe Aufheizraten, besitzt und eine hohe Variation an Gaszusammensetzungen der Verbrennungsatmosphären realisieren kann, um umfangreiche Parameterstudien durchführen zu können in denen auch unterschiedliche Kohlearten und Partikelgrößen berücksichtigt werden. Durch den Einsatz von optischen Messverfahren sollen die Verbrennungsprozesse während des Volatilenabbrands möglichst in-situ beobachtet werden. Die eingesetzten Messtechniken sollen miteinander verglichen und die Akkuratheit und Präzision bestimmt werden. Da Eigenschaften, wie die Zusammensetzung der Kohlepartikel, von Partikel zu Partikel unterschiedlich sind, sollen möglichst viele Parameter zeitgleich bestimmt werden, was durch den zeitgleichen Einsatz mehrerer Messmethoden erfolgen soll. Ziel ist es Phänomene während des Volatilenabbrands zu erfassen und zu beschreiben, sowie Validierungsdaten für Modelle zu bestimmen, die neben der Variation der Kohlepartikeleigenschaften auch den Einfluss der Verbrennungsatmosphäre berücksichtigt.

In nachfolgendem Kapitel werden einige Grundlagen der Kohleverbrennung, die Partikelgeometrie Partikel-Fluid-Interaktion sowie die eingesetzten Messtechniken beschrieben (Kapitel 2). In Kapitel 3 wird der entwickelte Flugstromreaktor beschrieben, sowie die experimentell und numerisch bestimmten Randbedingungen. Die Elementaranalysen der eingesetzten Kohlen befinden sich in Kapitel 4. Der experimentelle Aufbau für Multiparametermessungen und die Prozeduren der Datenaufbereitung sind in Kapitel 5 beschrieben. Zu den eingesetzten Messtechniken gehört ein hochauflösendes Schattenwurfver-

fahren zur Bestimmung der Partikelform und -größe zu unterschiedlichen Zeitpunkten der Verbrennung. Ein weiteres Schattenwurfverfahren dient zur Erfassung der Partikelposition und -geschwindigkeit. Die laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals sowie die Aufnahme der Lumineszenz in einem bestimmten Wellenlängenbereich dienen zur Bestimmung der einzelnen Stadien während des Volatilenabbrands in Abhängigkeit von der Verweilzeit. Dabei steht die Bestimmung der Zündverzugszeit sowie das Ende des Volatilenabbrands im Mittelpunkt. Die Ergebnisse und die Diskussion befinden sich in Kapitel 6. Abschließend wird der Inhalt dieser Arbeit zusammengefasst sowie ein Ausblick auf mögliche zukünftige Untersuchungen gegeben (Kapitel 7).

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Feststoffverbrennung erläutert. Dies umfasst die Klassifizierung der Kohlen, den Ablauf der Verbrennung sowie den Einfluss der Verbrennungsatmosphäre. Gleichungen zur Bestimmung von Partikelformparameter befinden sich ebenfalls in diesem Kapitel, sowie Erläuterungen zur Partikel-Fluid-Interaktion. Abschließend werden die in dieser Arbeit eingesetzten Messtechniken kurz erläutert.

2.1 Kohleverbrennung

2.1.1 Klassifizierung fester Brennstoffe

Zu den Festbrennstoffen gehören neben den in dieser Arbeit untersuchten Kohlen auch Biomasse. Kohlen haben einen hohen Kohlenstoffgehalt und bestehen unter anderem auch aus volatilen Kohlenwasserstoffen, Mineralen und anderen organischen Bestandteilen. Anhand des Kohlenstoffgehalts lassen sich die Brennstoffe klassifizieren. Dabei unterscheiden sich die Kohlen im molaren H/C- und O/C-Verhältnis, wie es im Van-Krevelen-Diagramm dargestellt ist (Abbildung 2.1). Anthrazite zum Beispiel liegen durch ihren sehr hohen Kohlenstoffanteil und geringen Volatilenanteil in der Nähe des Ursprungs.

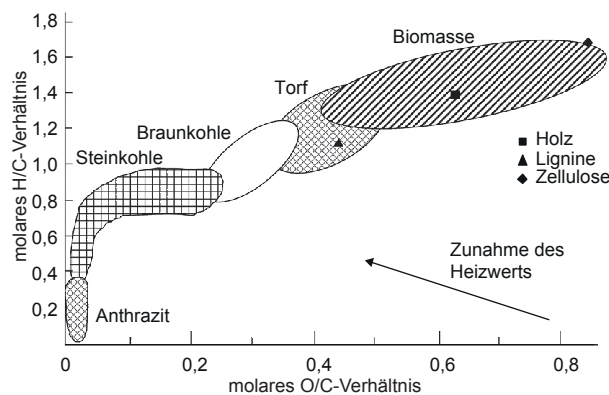


Abbildung 2.1: Van-Krevelen-Diagramm für verschiedene feste Brennstoffe (angepasst aus [51]).

Tabelle 2.1: Typische Kohlenstoffgehalte, Volatilenanteile und Heizwerte einiger Kohlen [52]

Brennstoff	C-anteil Gew.-%	Volatilenanteil Gew.-%	Heizwert MJ/kg
Graphit	100	0	ca. 32
Antrazit	> 91,5	< 10	ca. 35
Steinkohle			
<i>Gasflammkohle</i>	81-85	35-40	ca. 33
<i>Flammkohle</i>	75-81	40-45	ca. < 32,8
Braunkohle	65-75	40-60	ca. 10

In Tabelle 2.1 sind typische Kohlenstoff- und Volatilenanteile sowie Heizwerte unterschiedlicher Kohlen aufgelistet. Der Heizwert ist die maximal nutzbare Wärmemenge, die bei der Verbrennung eines Brennstoffs entsteht, wobei es nicht zur Auskondensation des Wasserdampfes im Abgas kommt. In der Berechnung werden die Massenanteile der Kohlenstoff-, Stickstoff-, Wasserstoff- und Sauerstoffatome sowie der Wassermoleküle berücksichtigt. Steinkohlen besitzen einen höheren Heizwert als Braunkohlen. Jedoch haben diese einen hohen Volatilenanteil mit überwiegend kurzkettigen Kohlenwasserstoffen, wohingegen Steinkohlen einen etwas niedrigeren Volatilenanteil besitzen, der auch längerkettige Kohlenwasserstoffe beinhaltet. Steinkohlen lassen sich anhand ihres Volatilenanteils nochmals unter anderem in Gasflammkohle und Flammkohle unterteilen, wobei Flammkohlen einen höheren Volatilenanteil besitzen. Anthrazitkohle hat einen hohen Inkohlungsgrad. Der Volatilenanteil liegt bei unter 10 %, jedoch ist der Kohlenstoffanteil sehr hoch (> 91,5 Gew.-%).

2.1.2 Verbrennung fester Brennstoffe

Ein Kohlepartikel durchläuft während seiner Verbrennung mehrere Phasen. Diese sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Dauer dieser Phasen variiert sehr stark und reicht vom Millisekunden- bis in den Sekundenbereich. Dabei beeinflussen Parameter wie die Art der Kohle, die Verbrennungsatmosphäre, die Partikeldichte und das Strömungsfeld die Länge der einzelnen Phasen. Beim Eindringen des Partikels in den Brennraum beginnt die Aufheizphase. Zuerst entweicht das Wasser aus dem Partikel und der Partikel beginnt bei manchen Kohlearten anzuschwellen. Die Zusammensetzung und Struktur der Kohle spielt dabei eine große Rolle. Der Partikel heizt sich weiter auf und die nun ausgasenden Volatilen bilden zusammen mit dem Oxidator in der umgebenden Atmosphäre des Partikels ein zündfähiges Gemisch, welches anschließend zündet. Der Prozess der Entgasung wird in der Literatur oft als Pyrolyse bezeichnet, wobei Pyrolyse eigentlich in inerten Atmosphären ohne Oxidator stattfindet, weshalb der Autor im Folgenden in diesem Zusammenhang von *Entgasung* spricht. Die Volatilen bestehen hauptsächlich aus kurz- (z.B. CH_4) und längerkettigen Kohlenwasserstoffen (z.B. Benzole). Nach der Zündung entsteht eine Diffusionsflamme, die den Partikel umhüllt. In der Literatur wird diese Phase als homogene Verbrennung bezeichnet. Der Partikel kann auch nach der Zündung weiter anschwellen. Nach einigen Millisekunden haben alle Volatilen den Partikel verlassen und die heterogene Verbrennung beginnt. Die heterogene Verbrennung dauert ein Vielfaches

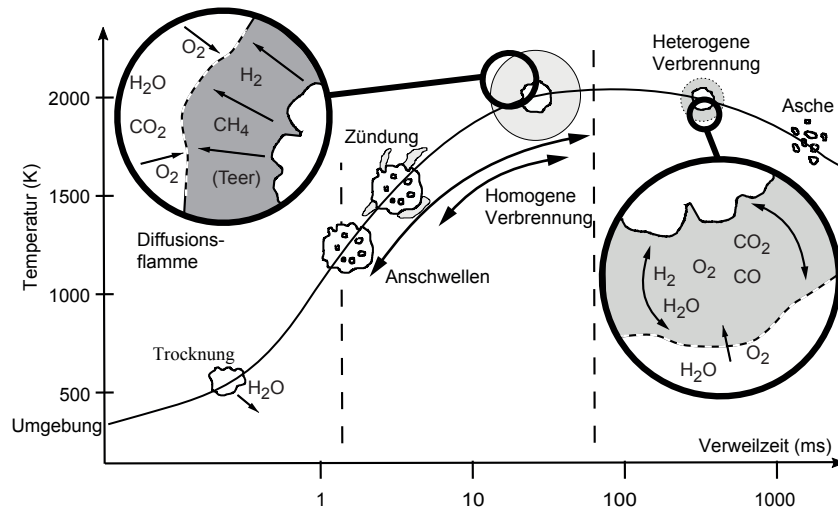


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Abbrandphasen eines Kohlepartikels (angepasst aus [53]).

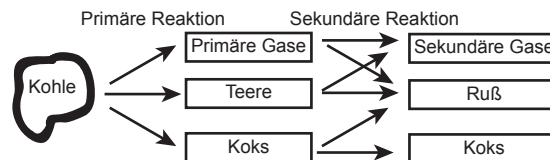


Abbildung 2.3: Reaktionsschritte der Volatilen während der Verbrennung (angepasst aus [54]).

der Zeit der homogenen Verbrennungen. Erst in dieser Phase erreicht der Oxidator die Partikeloberfläche und der Koksabbrand beginnt. Letztendlich bleiben nichtbrennbare Bestandteile nach dem Koksabbrand als Asche zurück.

Die Entgasung und der Abbrand der Volatilen ist ein komplexer Prozess. Die Zusammensetzung der Volatilen ist nicht nur abhängig von der Kohleart sondern unter anderem auch von der Aufheizrate der Partikel und dem Umgebungsdruck. Abbildung 2.3 zeigt schematisch die wichtigsten Reaktionspfade der Entgasungsprodukte. Aus der Kohle entweichen Gase. Diese bestehen nicht nur aus Brenngasen sondern auch aus Sauerstoff und inerten Gasen. Ein anderer Bestandteil der Entgasungsprodukte sind Teere. Ob und wieviele Teere vorhanden sind, ist hauptsächlich von der Kohleart abhängig. Durch die Entgasung wird der Partikel gekühlt und erreicht erst nach dem Volatilenabbrand seine Maximaltemperatur. Desweiteren können sich auch Kokspartikel in den Entgasungsprodukten befinden. Abhängig von der lokalen Temperatur und dem lokalen Sauerstoffgehalt um den Partikel, entstehen aus den Gasen Verbrennungsprodukte wie Wasser, Kohlenstoffdioxid und Ruß.

Für die Berechnung der Entgasung von Kohlepartikeln sind viele Modelle in der Literatur zu finden. Ein einfaches und weitverbreitetes Modell ist das *Single first order reaction*

model (SFOR) von Badzioch und Hawksley [55]. Dieses nutzt einen Arrhenius-Ansatz, um die zeitliche Entwicklung des Volatilenanteils dV/dt zu bestimmen.

$$\frac{dV}{dt} = (V_0 - V) \cdot k = (V_0 - V) \cdot k_0 \exp\left(-\frac{E}{R \cdot T_P}\right) \quad (2.1)$$

In dieser Gleichung ist V_0 der Volatilengehalt der Kohle vor Beginn der Entgasung, k_0 und E Kinetikparameter, R die universelle Gaskonstante und T_P die Partikeltemperatur.

2.1.3 Schwellverhalten von Partikeln

Das Schwellverhalten ist von vielen Faktoren abhängig [46]. Während der plastischen Phase entstehen Volatile im Partikel durch thermische Zersetzungen. Jedoch können diese den Partikel nicht schnell genug verlassen und sorgen somit durch ihre Ausdehnung im Partikel für ein Anschwellen des erweichten Partikels. Wird dieser wieder fest, können Volatilenblasen im Partikelinneren eingeschlossen sein, weshalb der Partikel auch nach dem Volatilenabbrand seine Größe beibehält. Das Anschwellen der Partikel ist von externen Parametern wie der Aufheizrate, der Umgebungstemperatur, dem Druck und der Gaszusammensetzung abhängig. Jedoch spielen Kohleeigenschaften wie die Partikelgröße, die Partikelform, die Porösität, der Volatilenanteil und die Zusammensetzung der festen Bestandteile der Kohle eine große Rolle. Das Schwellverhältnis kann anhand folgender Formel beschrieben werden

$$\frac{\varnothing}{\varnothing_0} = \left(\frac{\frac{m_P}{\rho_P}}{\frac{m_{P0}}{\rho_{P0}}}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.2)$$

Dabei ist \varnothing der äquivalente Partikeldurchmesser, der anhand unterschiedlicher Berechnungsverfahren bestimmt werden kann, ρ_P die Partikeldichte und m_P die Partikelmasse. Der Index 0 beschreibt den Zustand der Rohkohle.

2.1.4 Oxyfuel-Verbrennung

Verbrennung in reinem Sauerstoff wird als Oxyfuel-Verbrennung bezeichnet. Im Anwendungsfall wird dem Sauerstoff meistens Kohlenstoffdioxid CO_2 beigemischt, um die sehr hohen Verbrennungstemperaturen in reinem Sauerstoff zu senken. Der Vorteil von CO_2 gegenüber Stickstoff N_2 in Kraftwerksprozessen besteht darin, dass bei der Oxyfuel-Verbrennung nur noch CO_2 und Wasser im Abgas vorhanden sind und das dadurch Carbon Capture and Storage (CCS) effizienter betrieben werden kann, da nur noch zwei Hauptspezies separiert werden müssen. Bei der Verwendung von CO_2 anstelle von N_2 als Inertgas ändern sich jedoch einige physikalische Größen, die den Verbrennungsprozess verändern. Einige dieser Größen sind in Abbildung 2.4 dargestellt. Durch die höhere molare Wärmekapazität von CO_2 wird der Verbrennung mehr Wärme entzogen. Die 1,7-fach höhere Dichte beeinflusst die Partikelreynoldszahlen. Durch die geringere thermische Diffusivität verringert sich die laminare Flammengeschwindigkeit. Unter der Annahme, dass

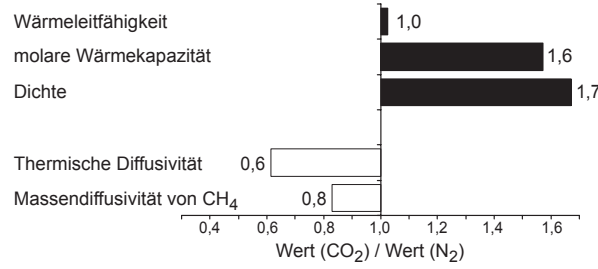


Abbildung 2.4: Gegenüberstellung einiger physikalischer Größen, die sich durch den Austausch von N_2 durch CO_2 bei der Verbrennung ändern (angepasst nach [24]).

die entgasenden Volatilen hauptsächlich aus Methan CH_4 bestehen, verlangsamt sich die Volatilenverbrauchsrate, da die Massendiffusivität von CH_4 in CO_2 niedriger ist als in N_2 , was zu einer späteren Zündung der Partikel führt.

2.2 Partikelbewegung in laminarer Gasströmung

Auf einen Partikel in einem Strömungsfeld wirken mehrere Kräfte ein. Laut dem 2. Newtonschen Axiom ist die Masse des Partikel mal seiner Beschleunigung gleich der Summe aller auf den Partikel wirkenden Kräfte. Auf den Wärme- und Stofftransport ausgasender und brennender Partikel wird an dieser Stelle nicht eingegangen. Durch die Entgasung würde ein zeitlich inhomogener Masseverlust auftreten und die Grenzschicht um den Partikel würde sich verändern, welche zusätzlich durch die homogene und heterogene Verbrennung der Feststoffpartikel beeinflusst würde. Der Partikel wird hier als inert und sphärisch angenommen. Das bedeutet, dass der Masseverlust durch Volatilenentgasung vernachlässigt wird, da dieser dem Autor für diese Brennerkonfiguration nicht bekannt ist und den Aufwand der Berechnung der Partikelbewegung deutlich erhöhen würde. Da jeder betrachtete Partikel eine andere willkürliche Form besitzt, wird wie zuvor beschrieben ein Äquivalenzdurchmesser \varnothing_P benutzt und somit kann der Partikel als sphärisch betrachtet werden.

$$m_P \cdot \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \sum_i \vec{F}_i \quad (2.3)$$

$$m_P \cdot \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \vec{F}_w + \vec{F}_p + \vec{F}_v + \vec{F}_b + \vec{F}_g \quad (2.4)$$

Gleichung 2.3 und Abbildung 2.5 zeigen die auf den Partikel wirkenden Kräfte F . m_P steht für die Masse des Partikels und u_p für dessen Geschwindigkeit. Die Bedeutung der einzelnen Kräfte ist vom Dichteverhältnis zwischen Fluid und Partikel abhängig. Die Widerstandskraft berechnet sich nach Sommerfeld [56] zu

$$\vec{F}_w = \frac{\rho_F}{2} \frac{\pi}{4} \varnothing_P C_w (\vec{u}_F - \vec{u}_P) |(\vec{u}_F - \vec{u}_P)| \quad (2.5)$$

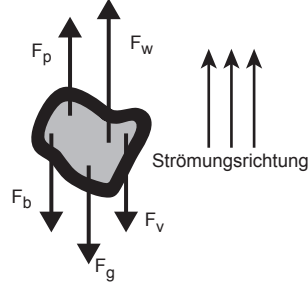


Abbildung 2.5: Auf den Partikel wirkende Kräfte im Strömungsfeld.

mit der Fluidichte ρ_F und der Fluidgeschwindigkeit u_F . Für die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes C_w wird die Partikelreynoldszahl

$$Re_P = \frac{|(\vec{u}_F - \vec{u}_P)|\varnothing_P}{\nu_F} \quad (2.6)$$

mit der kinematischen Viskosität des Fluids ν_F berechnet. Da der Geschwindigkeitsunterschied zwischen Fluid und Partikel nicht zeitlich konstant ist, ändert sich die Partikelreynoldszahl. Auch die Partikelgröße variiert von Partikel zu Partikel. Zudem ist die Definition eines aussagekräftigen Äquivalenzdurchmessers von zentraler Bedeutung. Auch die Eigenschaften des umgebenden Gases müssten theoretisch in der Berechnung der Reynoldszahl berücksichtigt werden. Die Partikelreynoldszahlen liegen in dieser Arbeit bei ungefähr eins.

Für Partikelreynoldszahlen zwischen 0,5 und 1000 kann die Formel zur Berechnung des Widerstandsbeiwerts nach Schiller et al. [57] für sphärische Partikel genutzt werden

$$C_w = \frac{24}{Re_P} (1 + 0,15 Re_P^{0,687}). \quad (2.7)$$

Die Druckkraft \vec{F}_p setzt sich zusammen aus der Kraft, die aus dem Druckgradienten in der Strömung resultiert und aus der hydrostatischen Auftriebskraft

$$\vec{F}_p = m_P \frac{\rho_F}{\rho_P} \frac{d\vec{u}_F}{dt} - m_P \frac{\rho_F}{\rho_P} \vec{g}. \quad (2.8)$$

Kräfte durch Druckgradienten (erster Term) können in laminaren Strömungen vernachlässigt werden und die hydrostatische Auftriebskraft (zweiter Term) mit der Gewichtskraft laut Sommerfeld [56] zusammengefasst werden zu

$$\vec{F}_a = m_P \vec{g} \left(1 - \frac{\rho_F}{\rho_P}\right). \quad (2.9)$$

Die virtuelle Massenkraft \vec{F}_v berücksichtigt die Beschleunigung der Masse des Fluids um den Partikel. Die Bassetkraft \vec{F}_b berücksichtigt den momentanen Widerstand in der

Grenzschichtbildung durch viskose Effekte. Diese beiden Kräfte können bei sehr kleinen Dichteverhältnissen ρ_F/ρ_P vernachlässigt werden, was bei Kohlepartikeln in heißer Gasströmung der Fall ist mit ca. 10^{-4} [56].

Die Stokessche Relaxationszeit τ_P bestimmt die Zeit, die ein Partikel benötigt, um nach einer sprunghaften Fluidgeschwindigkeitsänderung, 63 % der Fluidgeschwindigkeit zu erreichen. Nach Crowe [58] kann diese mithilfe der Partikeldichte ρ_P , dem Partikeldurchmesser \varnothing_P und der dynamischen Viskosität des Fluides μ_F berechnet werden.

$$\tau_P = m_P \frac{\rho_P \cdot \varnothing_P^2}{18 \cdot \mu_F} \quad (2.10)$$

Diese Gleichung kann bei kleinen Partikelreynoldszahlen angewendet werden. Für sprunghafte Änderungen der Fluidgeschwindigkeit u_F lässt sich die Partikelgeschwindigkeit u_P mit folgender Gleichung berechnen

$$u_P = (u_F(1 - \exp(-\frac{t}{\tau_P}))). \quad (2.11)$$

2.3 Partikelformparameter und deren Bestimmung

Partikeldurchmesser

Der wichtigste Parameter in der Partikelgrößenbestimmung ist der Vergleichsdurchmesser oder auch Äquivalenzdurchmesser genannt, welcher mithilfe unterschiedlicher Formeln berechnet werden kann. Eine visuelle Darstellung dieser Durchmesser ist in Abbildung 2.7 zu finden. Der Heywood-Durchmesser \varnothing_{Hey} berechnet sich nach

$$\varnothing_{Hey} = \sqrt{4 * A_P / \pi} \quad (2.12)$$

wobei A_P die projizierte Fläche des Partikels ist. Als Alternative kann der Feret-Durchmesser \varnothing_{Feret} bestimmt werden, der dem maximalen Abstand zweier paralleler Linien, die tangential zum Partikelperimeter verlaufen entspricht, oder anders ausgedrückt entspricht der Feret-Durchmesser dem minimalen Hüllkreis um den Partikel. Ein weiterer Durchmesser \varnothing_{inner} wird durch den maximalen Kreis beschrieben, der innerhalb des Partikelperimeters liegt. In dieser Arbeit wird nur der Heywood-Durchmesser berechnet, da die anderen beiden Durchmesser, beispielsweise bei stabförmigen Partikeln, zu großen Abweichungen führen können. Ist das Volumen V_P eines Partikels bekannt, kann der Äquivalenzdurchmesser auch über eine Kugel gleichen Volumens bestimmt werden ($V_K = V_P$).

Fläche und Perimeter

Die Fläche eines binarisierten Partikelbildes wird anhand folgender Formel berechnet, wobei die Perimeterpixel unter Berücksichtigung ihrer Nachbarpixel gewichtet werden.

$$A_P = \sum_{i=1}^n (BW(i) = 1) - \sum (BW(Perimeterpixel) = 1) + A_{Perimeterpixel}. \quad (2.13)$$

Diese Gleichung summiert alle Pixel des binarisierten Partikelbildes BW auf, die den Wert 1 (grau in Abbildung 2.6) haben und subtrahiert die Anzahl der Pixel, die am Flächenrand liegen (mindestens ein benachbarter Pixel ist Null (weiß in Abbildung 2.6)). Zum Schluss wird die Fläche $A_{Perimeterpixel}$ addiert. Um diese Fläche zu berechnen, wird der Freeman-Chain-Code auf die Perimeterpixel angewendet [59]. Der Freeman-Chain-Code ordnet jeder benachbarten Pixelverbindung je nach Verbindungsrichtung eine Zahl zwischen 0 und 7 zu (siehe Abbildung 2.6). Je nachdem ob die Pixel-zu-Pixel-Verbindung diagonal ($n_{ungerade}$), horizontal oder vertikal (n_{gerade}) ist, wird diese in der Berechnung von $A_{Perimeterpixel}$ gewichtet. Zusätzlich werden Ecken nochmals gewichtet abhängig davon, ob die Ecke in das Objekt hinein (n_{plus}) oder hinaus (n_{minus}) zeigt. In Abbildung 2.6 ist eine Grenzfläche mit den dazugehörigen Verbindungen dargestellt.

$$A_{Perimeterpixel} = 0,5 \cdot n_{gerade} + 0,25 \cdot n_{ungerade} + 0,25 \cdot n_{plus} - 0,25 \cdot n_{minus} \quad (2.14)$$

Die Länge des Partikelperimeters P_P wird ebenfalls mithilfe des Freeman-Chain-Codes berechnet und die Formel von Vossepoel und Smeulders angewendet, in dem die An-

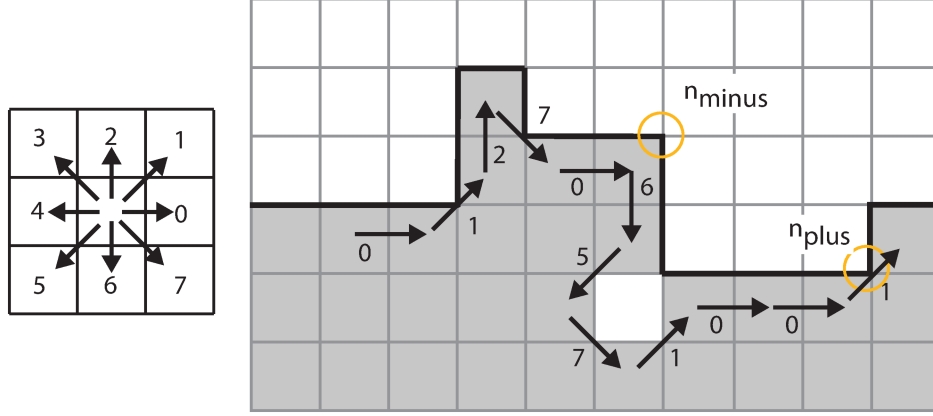


Abbildung 2.6: Anwendungsbeispiel des Freeman-Chain-Codes.

zahl der Ecken n_{Ecke} auch berücksichtigt wird [60]. Die Wichtungsfaktoren wurden durch statistische Auswertungen bestimmt.

$$P_P = 0,980 \cdot n_{gerade} + 1,406 \cdot n_{ungerade} + 0,091 \cdot n_{Ecke} \quad (2.15)$$

Formparameter zur Partikelcharakterisierung

Eine umfangreiche Übersicht über Partikelformfaktoren ist in Lui et al. veröffentlicht [61]. Die Sphärizität, oder auch Rundheit genannt, S_{Sph} berechnet sich aus dem Verhältnis des Umfangs eines Kreises des Heywood-Durchmessers zum Partikelperimeter. Umso unregelmäßiger der Perimeter ist oder um so mehr die Form von einem Kreis abweicht, desto kleiner ist die Sphärizität S_{Sph} . Eine auf ein zweidimensionales Bild projizierte Kugel besitzt folglich eine Sphärizität von eins. Teilweise wird in der Literatur auch der Kehrwert von S_{Sph} genommen, um die Rundheit zu beschreiben.

$$S_{Sph} = \frac{2 * \sqrt{\pi * A_P}}{P_P} \quad (2.16)$$

Die Solidität S_{Sld} vergleicht die Partikelfläche A_P mit der Fläche der konvexen Hülle (engl: convex hull) A_{CH} des Partikels. Wird ein Gummiband um einen unregelmäßigen Partikel in 2D gespannt, ist das Resultat eine konvexe Hülle um den Perimeter des Partikels (siehe Abbildung 2.7).

$$S_{Sld} = \frac{A_P}{A_{CH}} \quad (2.17)$$

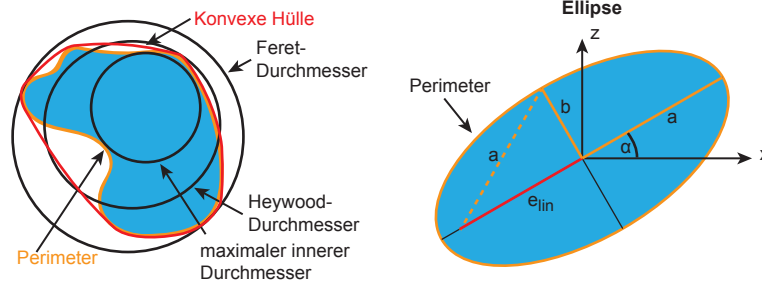


Abbildung 2.7: Darstellung der Partikelparameter und Ellipsenparameter

Das Verhältnis aus dem Perimeter der konvexen Hülle P_{CH} und dem Perimeter des Partikels P_P wird als Konvexität S_{Cvx} bezeichnet. Genauso wie die Solidität wird auch die Konvexität mit einer Größe der konvexen Hülle berechnet.

$$S_{Cvx} = \frac{P_{CH}}{P_P} \quad (2.18)$$

Formparameter einer Ellipse

In Abbildung 2.7 sind die geometrischen Längen einer Ellipse eingezeichnet. Die längere Halbachse wird mit a bezeichnet. Die kürzere Halbachse bekommt den Buchstaben b zugewiesen. Der Winkel α beschreibt die Orientierung der Ellipse im Raum, wobei der Ellipsenmittelpunkt dem Scheitelpunkt entspricht und a sowie die horizontale Koordinatenachse x die Schenkel des Winkels bilden.

Die Fläche der Ellipse A_E berechnet sich aus dem Produkt von a und b sowie π .

$$A_E = a \cdot b \cdot \pi \quad (2.19)$$

Für die Berechnung des Perimeters einer Ellipse sind in der Literatur mehrere Näherungsformeln zu finden. Hier wird die Perimeterformel nach Ramanujan angewendet [62].

$$P_E = \pi * (a + b) \cdot \left(1 + \frac{3 \cdot \lambda^2}{10 + \sqrt{4 - 3 \cdot \lambda^2}}\right) \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{a - b}{a + b} \quad (2.20)$$

Die Abweichung einer Ellipse von einem Kreis beschreibt die Exzentrizität. Der Abstand der Brennpunkte zum Mittelpunkt der Ellipse wird als lineare Exzentrizität bezeichnet e_{lin} (siehe auch Abbildung 2.7).

$$e_{lin} = \sqrt{(a^2 - b^2)} \quad (2.21)$$

Die numerische Exzentrizität ε eignet sich besser zur Analyse unterschiedlich großer Partikel bzw. Ellipsen, da diese dimensionslos ist. Die Werte für ε liegen zwischen null und eins, wobei beim Wert Null die Ellipse in einen Kreis übergeht.

$$\varepsilon = e_{lin}/a \quad (2.22)$$

Der ein Äquivalenzdurchmesser \varnothing_E berechnet sich in diesem Fall aus dem Mittelwert von a und b oder dem Durchmesser eines flächenäquivalenten Kreises zur Ellipse.

Da die Volatilenverbrennung unter anderem auch vom Volumen des Partikels abhängt, kann anhand der Ellipsenparameter das Volumen eines Rotationsellipsoids V_{RE} berechnet, wobei die dritte Halbachse c der kürzeren Halbachse b der Ellipse entspricht.

$$V_E = \frac{4}{3}\pi \cdot a \cdot b \cdot c \quad (2.23)$$

Ellipsen-Anpassungsalgorithmen

Wie schon zuvor erwähnt, werden standardmäßig unregelmäßige Partikel in Kugeln/Kreise als Vergleichsgröße umgewandelt. Kugeln/Kreise spiegeln aber nicht die Form des Partikels wieder. Deshalb werden in dieser Arbeit als verbesserte Approximation ebenfalls Ellipsen an die Partikel angepasst, um neben dem Volumen auch Parameter bezüglich der Form zu erhalten. Vier Ellipsenfitting-Algorithmen, die auch auf Ellipsoide angewendet werden können, werden bezüglich ihrer Akkuratheit in Kapitel 5.2.5 bewertet, wobei die Akkuratheit rein visuell bewertet wird. Anstatt die Algorithmen an Grundformen zu testen, werden diese direkt an Partikeln getestet, die unterschiedliche Formen aufweisen.

Direct Least Squares Fitting

Der Direct Least Squares (DLSE) Fit von Fitzgibbon [63] für Ellipsen basiert auf der Lösung eines linearen kleinsten Fehlerquadrate-Problems. Auch „schlechte“ Daten werden nach Fitzgibbon [63] gut gefittet. Fitzgibbon hat seine Methode in Matlab implementiert und online zur Verfügung gestellt.

Minimum Volume Enclosing Ellipse Fitting

Der Minimum Volume Enclosing Ellipse (MVEE) Fit wurde von Moshtagh [64] in Matlab geschrieben. Dieser beruht auf dem Khachiyan Algorithmus. Der MVEE ist für Ellipsoiden geschrieben, kann aber auch auf Ellipsen angewendet werden. Dabei wird die minimale, alle Datenpunkte umschließende Ellipse berechnet. Zusätzlich kann eine maximale Toleranz angegeben werden, wodurch eine bestimmte Anzahl an Datenpunkten außerhalb der Ellipse liegen darf. In dieser Arbeit wurde die Toleranz auf 0,01 % festgelegt, um eine fast vollständig umhüllende Ellipse zu erhalten.

Matlab regionprops Ellipse Fitting

In der Matlab Funktion `regionprops` ist ein Ellipsen-Fit-Algorithmus implementiert¹. Dieser sucht die Ellipse, die dasselbe normalisierte zweite Zentralmoment hat wie das zu fit-tende Objekt. Im Folgenden wird dieser Algorithmus als SCME bezeichnet. Eine genauere Beschreibung ist in Haralick und Shapiro zu finden [65].

Major Axis Ellipse Fitting

Simonovsky² implementierte ebenfalls einen Ellipsen-Fit-Algorithmus in Matlab, der auf den Methoden von Zhang et al. [66] basiert. Die Ellipsen werden angepasst, indem alle möglichen Hauptachsen a untersucht werden und die Nebenachse b durch eine Hough-Transformation bestimmt wird. Dieser Code erfordert die Eingabe mehrerer Randbedingungen, um ein gutes Ergebnis zu erhalten, wie zum Beispiel einen zu erwartenden Längenbereich und einen Orientierungsbereich der Hauptachse sowie ein zu erwartendes Verhältnis der Hauptachse zur Nebenachse. Die Festlegung dieser Randbedingungen ist jedoch bei unregelmäßigen Partikelformen fast unmöglich. Im Folgenden ist dieser Algorithmus mit MAHE abgekürzt.

¹<https://de.mathworks.com/help/images/ref/regionprops.html>

²Ellipse Detection Using 1D Hough Transform, version 1.2.0.0 by Martin Simonovsky 2013

2.4 Messtechnische Methoden

2.4.1 Diffuse Hintergrundbeleuchtung zur Partikelaufnahme (DBI)

Um Partikel in-situ in einem Strömungsfeld aufzunehmen, sind mehrere bildgebende Verfahren anwendbar. Die meisten Techniken liefern aber nur eine ungefähre Größe und keine Information über die Form [67]. Eine grobe Gliederung der Verfahren, die die Partikelgröße und -form liefern, ist in Abbildung 2.8 zu sehen.

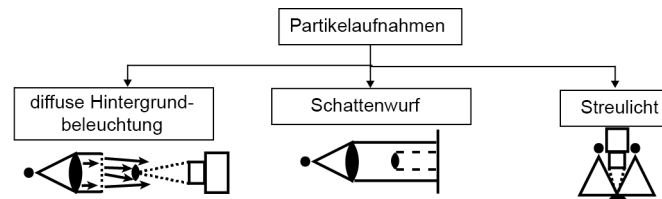


Abbildung 2.8: In-situ Partikelmessstechniken mit bildgebenden Verfahren.

Bei Streulichtverfahren wird Licht an Phasengrenzflächen, wie beispielsweise Partikeloberflächen, abgelenkt und das gestreute Licht mit einer Kamera detektiert. Für die Messung willkürlich geformter Partikel, bei denen der Partikeldurchmesser größer $10\ \mu\text{m}$ ist, sind in der Literatur nur wenige stark fehlerbehaftete Lösungen zu finden [67]. Akkurate experimentelle Ergebnisse sind nur für den Bereich der Mie- und Rayleigh-Streuung vorhanden. Bei Messtechniken mit Hintergrundbeleuchtung (engl. back-illumination) befindet sich die Lichtquelle auf derselben optischen Achse wie die Detektionseinheit. Optische Elemente erzeugen einen homogenen Lichtkegel, der den Hintergrund auf dem Detektor hell erscheinen lässt und ein Objekt im Strahlengang dunkel. Weiter lässt sich dieses Verfahren in die Art des Lichtes unterteilen, wobei dieses parallel oder diffus eingebracht werden kann.

Schattenverfahren (engl. Shadowgraph techniques) nutzen paralleles Licht, wodurch die Lichtstrahlen an Dichtegradienten in gasförmigen Medien und an Festkörpern oder Tropfen gestreut werden. Der Aufbau besteht meistens aus einer Punktlichtquelle, einer Kollimationsoptik und einem Schirm, auf dem der Schatten projiziert wird [68]. Parallele Lichtstrahlen sorgen für eine Eins-zu-eins-Projektion des Objektes/ der Partikel-Silhouette auf den Schirm. Ein großer Vorteil ist, dass kein Objektiv eingesetzt werden muss oder dieses auf unendlich fokussiert wird und dadurch jeder Partikel scharf abgebildet wird, unabhängig von der Position im Strahlengang. Für inerte Partikel ist dieses Verfahren sehr gut geeignet, jedoch entstehen bei der Verbrennung von Feststoffpartikeln, besonders während der Entgasung und dem Volatilenabbrand, Dichtegradienten um den Partikel. Das Licht wird durch die Dichtegradienten gebrochen und es kommt zu einer Strahlablenkung (engl. beam steering), was zu einem Fehler in der Auswertung führen kann.

Die diffuse Hintergrundbeleuchtung (DBI) ist klar zu unterscheiden von dem Schattenwurf-Verfahren, dadurch dass das Licht im Lichtkegel mithilfe eines Diffusors zerstreut wird und somit auch keine Dichtegradienten im Fluid sichtbar werden, wenn der Diffusorwinkel

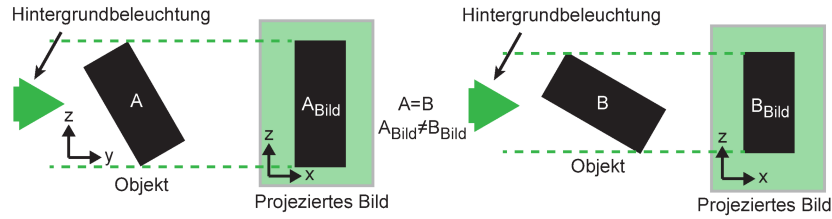


Abbildung 2.9: Projizierte Ansicht eines Objektes mit unterschiedlicher Ausrichtung zur optischen Achse des Detektionssystems.

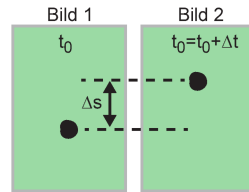


Abbildung 2.10: Prinzip der Particle Tracking Velocimetry.

doppelt so groß ist wie der maximale Strahlablenkungswinkel [69]. Dieser diffuse Lichtkegel erzeugt einen hellen Hintergrund, der möglichst homogen sein sollte. Die Lichtstrahlen, die auf den Partikel treffen, werden gestreut, wodurch dieser Bereich auf einem Bild dunkel erscheint. Dieser Kernschatten wird mit größer werdendem Abstand vom Partikel zur Kamera kleiner, wohingegen dieser beim Schattenverfahren immer gleich groß ist. Bei der DBI erscheint nur eine projizierte Ansicht der Silhouette eines Partikels in 2D auf einer Detektoreinheit, wodurch es zu starken Abweichungen in der Partikelgrößenbestimmung kommen kann, je nachdem wie der Partikel zum Zeitpunkt der Aufnahme im Winkel zur optischen Achse ausgerichtet ist. Abbildung 2.9 verdeutlicht dieses Problem mittels eines Quaders, bei dem die beiden kurzen Seiten gleich lang sind. Quader A und B sind gleich. Quader B ist um die x-Achse gedreht, wodurch die projizierte Fläche B_{Bild} kleiner ist als die projizierte Fläche B_{Bild} von Quader A.

2.4.2 Particle Tracking Velocimetry mit diffuser Hintergrundbeleuchtung

Die Particle Tracking Velocimetry (PTV) ist ein messtechnisches Verfahren zur Erfassung von Partikelgeschwindigkeiten. Im Gegensatz zur Particle Image Velocimetry (PIV) werden bei der PTV einzelne Partikel zeitlich im Raum verfolgt. Dabei darf die Partikeldichte, die Anzahl der Partikel pro Volumeneinheit, nicht zu hoch sein [70]. Die Auswertung ist bei PTV-Messungen deterministisch.

Bei der PTV mit DBI liegen Lichtquelle und Kamera auf derselben optischen Achse wie bereits in Abschnitt 2.4.1 erläutert. Der Hintergrund ist hell und der Bereich, in dem sich ein Partikel befindet, ist dunkel auf dem aufgenommenen Bild. Dadurch kann bei ausreichend hoher Auflösung neben der Partikelgeschwindigkeit auch die Partikelgröße und -form bestimmt werden, Wenn der Abstand zwischen Partikel und Detektor konstant oder bekannt ist.

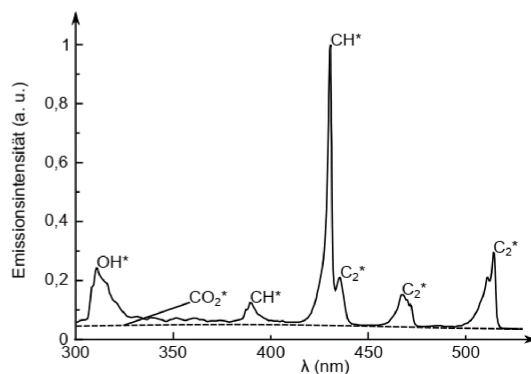


Abbildung 2.11: Emissionsspektrum der Chemilumineszenz einer Methanflamme [73].

Die Geschwindigkeit der einzelnen Partikel kann mit

$$u_P = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (2.24)$$

berechnet werden, wobei Δs die räumliche Partikelverschiebung und Δt die Zeit zwischen zwei Lichtpulsen ist. Dies ist grafisch in Abbildung 2.10 dargestellt. Da die Partikeldichte sehr gering bei PTV ist, kann für die Auswertung ein simpler nearest-neighbor Algorithmus angewandt werden. Dabei wird zu einem Partikel im ersten Bild derselbe Partikel im Abfragefenster des darauffolgenden Bildes gesucht [71]. Dabei darf im Abfragefenster des zweiten Bildes möglichst nur ein Partikel vorhanden sein.

2.4.3 Lumineszenz-Visualisierung

Wenn bei einem Elektronenübergang von einem angeregten in einen niedrigeren Energiezustand Strahlung emittiert wird, wird diese als Lumineszenz bezeichnet. Lumineszenz lässt sich nach der Art der Anregung unterteilen. Bei der Visualisierung von Verbrennungsprozessen sind unter anderem die Chemilumineszenz (CL) und die Thermolumineszenz (TL) von Bedeutung. Bei CL erfolgt die Anregung durch chemische Reaktionen, wobei in der Verbrennung in diesem Zusammenhang auch von Flammeneigenleuchten gesprochen wird. Abbildung 2.11 zeigt das Emissionsspektrum von CL einer vorgemischten Methan-Gasflamme. Die Emisivität der CL während der Verbrennung ist niedrig [72].

Bei der Thermolumineszenz erfolgt die Anregung durch Zufuhr von Wärme, wodurch sich die Temperatur des lumineszierenden Materials erhöht und Energie in Form von Strahlung freigesetzt wird. In der Wärmestrahlung von Festkörpern wird oft ein Schwarzer Körper für die Idealisierung des Prozesses eingesetzt [74]. Schwarzkörper emittieren bei jeder Temperatur die maximal mögliche Strahlung und sind perfekte Absorber, da sie die gesamte Strahlung, die auf den Körper trifft, absorbieren [74]. Abbildung 2.12 zeigt die emittierte Strahlung eines Schwarzen Körpers über die Wellenlänge bei unterschiedlichen Temperaturen. Bei 300 K strahlt ein Schwarzkörper nicht im sichtbaren Bereich, wobei bei Temperaturen über 600 K die Kurve in den sichtbaren Bereich verschoben wird. Bei

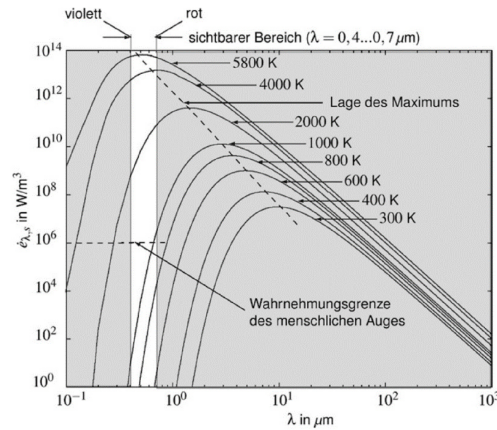


Abbildung 2.12: Spezifische spektrale Strahlung des Schwarzen Körpers [74].

1000 K ist die Strahlungsintensität im roten Wellenlängenbereich um den Faktor 10^4 höher als im Violetten. Diese Eigenschaft der Kurvenverschiebung in Abhängigkeit der Temperatur wird auch in der Pyrometrie zur Temperaturmessung von Körpern wie zum Beispiel in der Verbrennung von Feststoffpartikeln oder Rußpartikeln genutzt [21, 75].

Lumineszenz-Visualisierung ist eine Line-of-Sight-Methode, da das Signal entlang einer Sichtachse des Objektivs integriert wird und nicht wie bei LIF-Messtechniken, wo Moleküle lokal im Laserlichtschnitt angeregt werden.

2.4.4 Planare Laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Moleküls (OH-PLIF)

Laserinduzierte Fluoreszenz wird oft in Verbrennungsprozessen eingesetzt, um zum Beispiel Reaktionszonen zu visualisieren oder Skalarfelder quantitativ zu bestimmen. Sie ist eine sehr selektive Messtechnik, da meist nur ein Elektronenübergang eines bestimmten Moleküls angeregt wird. Die Anregung findet durch Laserlicht statt, dessen Wellenlänge auf den Übergang des Moleküls abgestimmt ist. Nach der Anregung geht das Molekül wieder in seinen Grundzustand über und emittiert dabei Licht (spontane Emission). Dieses Licht wird als Fluoreszenz bezeichnet und ist spektral rot verschoben. Zur Anregung der $Q_1(6)$ Linie des OH-Moleküls wird ein Nd:YAG-gepumpter Farbstoff Laser auf 282,9 nm eingestellt. Die Emissionswellenlänge beträgt 308 nm und 313 nm je nach Anregungsbande. Durch einen dünnen 2D-Laserlichtschnitt kann das OH-Molekül räumlich visualisiert werden, um wie in dieser Arbeit Reaktionszonen brennender Kohlepartikel zu bestimmen. Die Anwendbarkeit dieser Messmethode in der Kohleverbrennung wurde von mehreren Wissenschaftlern sowie auch vom Autor dieser Arbeit nachgewiesen [76–78].

Kapitel 3

Flugstromreaktor

In diesem Kapitel wird der konstruierte Flugstromreaktor zur Untersuchung von Einzelpartikelverbrennung beschrieben sowie die Betriebspunkte aufgelistet. Für alle Betriebspunkte wurden Randbedingungen mit Hilfe von experimentellen Messungen und Simulationen bestimmt.

3.1 Anforderungen an den Flugstromreaktor

Folgende Anforderungen an den Flugstromreaktor zur Untersuchung von Einzelpartikeln mit optischer Diagnostik müssen erfüllt sein, um die frühe Abbrandphase, also die Zündung und den Volatilenabbrand zu detektieren:

- Optischer Zugang in den Brennerraum ohne starke Verzerrungen durch gekrümmte Glasflächen
- Eingeschlossener Brennerraum, um die Mischung mit Umgebungsluft zu verhindern
- Stabile und vergleichbare Betriebspunkte für Atmosphären mit verschiedenen Inertgasen und Sauerstoffkonzentrationen
- Geringer Wärmeverlust entlang der Partikeljetachse (konstante Temperatur)
- Möglichst geringe Partikelgeschwindigkeit, um die Partikel hochaufgelöst über einen möglichst langen Zeitraum verfolgen zu können
- Gut definierte und umsetzbare Randbedingungen für numerische Simulationen (Startpunkt der Aufheizung der Partikel, gerechtfertigte Annahme einer adiabaten Verbrennung, etc.)

Alle diese Punkte werden von keinem in der Literatur bekannten Brenner erfüllt (siehe 1.2). Elektrisch beheizte Flugstromreaktoren haben kaum optische Zugänge. Bei teilvorgemischten Brennern sind die Strömungsgeschwindigkeiten relativ hoch und das kalte inerte Partikelträrgas muss sich erst mit den heißen Abgasen der Gasverbrennung mischen. Die kommerziell erhältlichen vorgemischten Flugstromreaktoren haben ein zylindrisches Design, was zu Verzerrungen bei optischen Messmethoden führt. Aus diesen Gründen wurde ein neuer Einzelpartikelbrenner konstruiert.

3.2 Aufbau

Der entwickelte Einzelpartikelbrenner gehört in die Kategorie der vorgemischten Flugstromreaktoren. Abbildung 3.1 zeigt ein 3D-Modell des Brenners sowie ein Foto von brennenden Kohlepartikeln im Brenner. Eine schematische Darstellung des Flugstromreaktors zeigt Abbildung 3.2. Ein Gasgemisch aus Methan, Sauerstoff und Stickstoff oder Kohlenstoffdioxid wird in das Plenum geleitet. Ein feines Drahtgitter, das sich zwischen den Einlässen und der Keramikwabe im Plenum befindet, dient zur Homogenisierung der Strömung und gleichzeitig als Flammenrückschlagssicherung, da der Flugstromreaktor vorgemischt betrieben wird. Das Gasgemisch strömt dann durch eine Keramikwabe. Diese besteht aus ca. 3600 rechteckigen Kanälen mit einem Querschnitt von ca. $1,07 \times 1,07 \text{ mm}^2$. Die Länge der Kanäle beträgt 50 mm , wodurch sich laminare Strömungsprofile in den Kanälen bilden. Die Stege zwischen den Kanälen haben eine Breite von ca. $0,2 \text{ mm}$. Die freie Fläche der Keramikwabe beträgt 71%. Oberhalb der Keramik tritt das Gasgemisch in den Brennerraum ein. Dieser hat einen rechteckigen Querschnitt und ist von vier Quartzglasscheiben aus dem Material EN07 umgeben, die über vier Stahlprofile in den Ecken zusammengehalten werden, wodurch der Brennerraum optisch gut zugänglich ist und gleichzeitig von den Umgebungsbedingungen abgeschirmt ist. Die Glasscheiben haben einen Abstand von ca. $5,5 \text{ mm}$ zur Keramik. Diese ragt 5 mm aus dem wassergekühlten Brennerkopfgehäuse heraus, um die optische Zugänglichkeit in der Nähe des Brennerkopfes zu gewährleisten. Die Länge des Brennerraums beträgt 300 mm . Mehrere Thermoelemente (in Abbildung 3.2 mit T1 bis T5 gekennzeichnet) vom Typ K mit einem Durchmesser von $0,5 \text{ mm}$ befinden sich im Bereich des Brennerkopfes, um einerseits die Temperatur überwachen zu können und andererseits die Einlasstemperatur des Gases zu erfassen. Ein Kapillarrohr aus Edelstahl, welches in der Mitte der Keramikwabe positioniert ist, leitet den Trägergasstrom mit den Partikeln in den Brennerraum. Der Innendurchmesser des Rohres beträgt $0,8 \text{ mm}$ mit einer Wandstärke von $0,1 \text{ mm}$. Das besondere dieses Einzelpartikelbrenners und damit auch der Unterschied zu allen anderen Flugstromreaktoren ist, dass dieselbe Gaszusammensetzung, welche durch die Keramik fließt, auch durch das Partikeljetrohr strömt. So bildet sich eine geschlossene Flammenfront stromab der Keramik aus. Eine Mischungszone von kaltem inertem Trägergas mit dem heißen Abgas der umgebenden Flachflamme ist somit nicht vorhanden. Die Trägergasgeschwindigkeit im Rohr ist etwas höher als die Gasgeschwindigkeit in den Keramikkanälen, damit die Feststoffpartikel, die einen Durchmesser bis zu ca. $200 \mu\text{m}$ besitzen, der Strömung durch das Jetrohr besser folgen. Durch die geschlossene Flammenfront ist der Startpunkt der Aufheizung der Partikel sehr gut definiert. Durch den großen Querschnitt der Keramik von $76,2 \times 76,2 \text{ mm}^2$ ist der Abstand von der zentralen Achse zur Glaswand groß, wodurch die Verbrennung im Bereich der zentralen Achse als annähernd adiabat angenommen werden kann. Die Feststoffpartikel durchbrechen die Flammenfront und verbrennen im heißen Abgas, wie auf dem Foto in Abbildung 3.1 beispielhaft gezeigt. Durch die lange Belichtungszeit sind auf dem Bild mehrere Lumineszenzstrahlen brennender Partikel zu sehen.

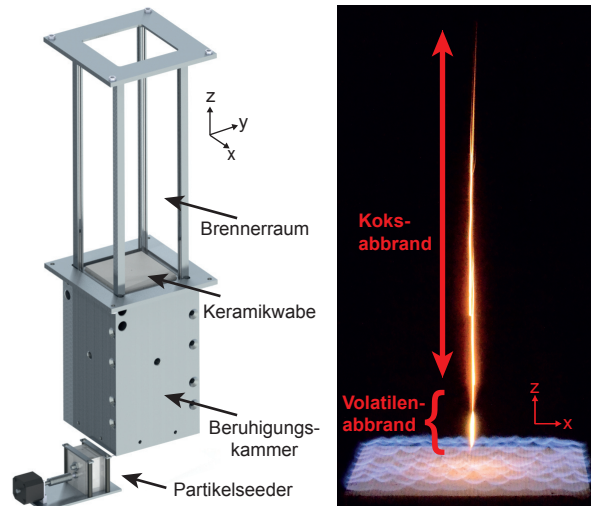


Abbildung 3.1: Links: CAD-Modell des Flugstromreaktors mit Partikelseeder. Rechts: Foto von brennenden Kohlepartikeln (kolumbianische Steinkohle, Durchmesser 90-125 μm) im Flugstromreaktor.

3.3 Partikelseeder

Die Partikelzuführungseinheit fügt der Partikelträgergasströmung geringe Partikelbeladungen zu, sodass im Durchschnitt ca. fünf Partikel pro Sekunde in den Brennerraum gelangen. Der Aufbau ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Eine Lochscheibe mit 50 Bohrungen mit einem Durchmesser von 1 mm wird von einem Gleichstrommotor über eine Welle

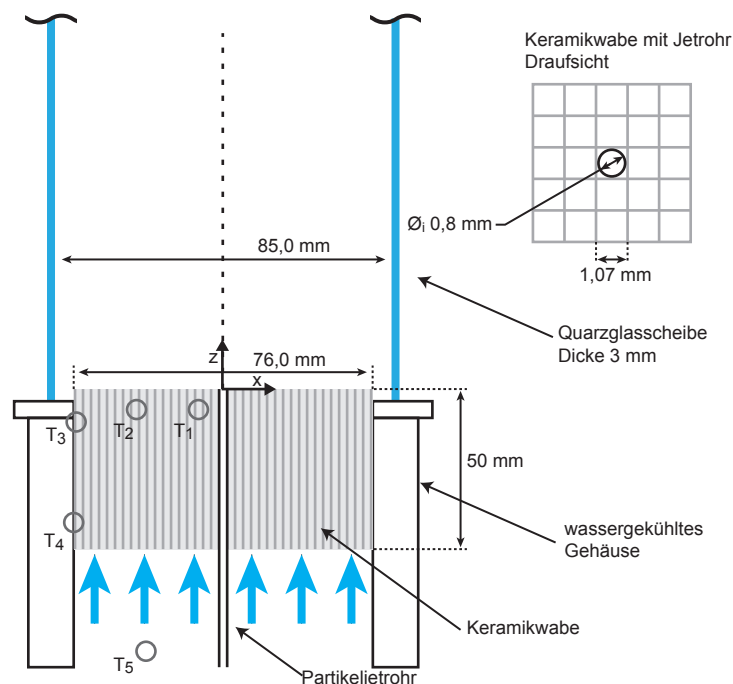


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Flugstromreaktors.

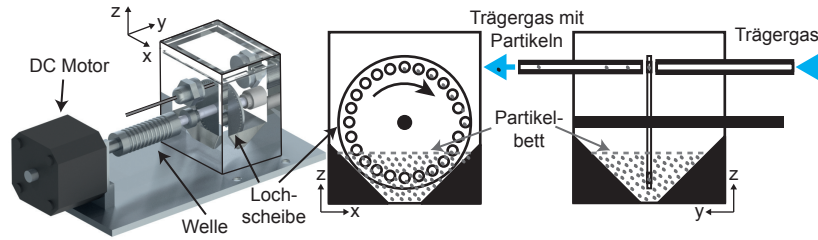


Abbildung 3.3: Links: CAD-Modell des Partikelseeders. Rechts: Skizze zur Beschreibung der Funktionsweise des Partikelseeders.

angetrieben. Die Bohrungen tauchen in das Kohlebett ein und nehmen dabei Partikel auf. Der Eintrittsvolumenstrom V_{ein} bläst die Partikel aus den Bohrungen in das Austrittsrohr, durch das sie über eine Umlenkung zum Partikeljetrohr gelangen. Die Abstände des Ein- und Austrittsrohrs zur Lochscheibe sind einstellbar, um neben der regelbaren Motordrehzahl ($0-12 \text{ U/min}$) zwei weitere Einstellmöglichkeiten der Partikelbeladung zu haben. Somit können neben der Einzelpartikelverbrennung auch die Verbrennung von Partikelgruppen untersucht werden. Die Trichterform sorgt für ein ständiges Nachrutschen der Partikel. Zusätzlich werden durch diese Geometrie und die gute Einstellbarkeit geringer Partikelbeladungen nur sehr kleine Feststoffpartikelmengen von unter 10 g benötigt, um Phänomene der Einzelpartikelverbrennung zu untersuchen.

3.4 Betriebspunkte

Im Einzelpartikelbrenner werden sieben Betriebspunkte untersucht, von denen vier ein Eintrittsgasgemisch aus $\text{N}_2/\text{O}_2/\text{CH}_4$, im nachfolgenden AIR-Betriebspunkte genannt, und drei ein $\text{CO}_2/\text{O}_2/\text{CH}_4$, im nachfolgenden OXY-Betriebspunkte genannt, Gasgemisch haben. Die Menge an Brennstoff CH_4 zur Erzeugung der Heißgasatmosphäre beträgt bei allen Betriebspunkten ca. 310 ln/h , um AIR- und OXY-Betriebspunkte mit vergleichbarer Wärmezufuhr und Menge an Wasserdampf im Abgas der Flachflamme zu erhalten. Des Weiteren ist der Wärmeeintrag in die Keramikwabe bei allen Betriebspunkten in der gleichen Größenordnung. Die Betriebspunkte sind nach ihrem Gasgemisch und ihrer Sauerstoffkonzentration im Abgas benannt (AIR10, AIR20, AIR30, AIR40, OXY20, OXY30, OXY40). Für AIR10 gibt es keinen korrespondierenden OXY-Betriebspunkt, da sich die Flachflamme bei 10 % Sauerstoffkonzentration im Abgas mit vergleichbarer Brennstoffmenge und Wärmeverlusten nicht oberhalb des Brennerkopfes stabilisieren ließ. Tabelle 3.1 zeigt die Volumenströme der einzelnen Spezies des Gasgemisches vom Hauptstrom und vom Partikeljetrohr sowie die Gesamtvolumenströme. Die Bulkgeschwindigkeiten des Partikeljetrohrströmung betragen $0,54 \text{ m/s}$ für alle Betriebspunkte. Die Gesamtvolumenströme der AIR-Betriebspunkte liegen bei 4600 ln/h . Bei den OXY-Betriebspunkten steigt der Volumenstrom mit zunehmendem Sauerstoffgehalt an, da die laminare Flammengeschwindigkeit zunimmt und nur so ein zeitlich konstanter Wärmeverlust über die Keramik erreicht werden kann. Die Volumenströme der Oxy-Betriebspunkte sind geringer als die der AIR-Betriebspunkte, da die laminare Flammengeschwindigkeit in CO_2/O_2 Atmosphären geringer ist [79, 80]. Die Reynoldszahlen im Partikeljetrohr Re_{Rohr} sind bei

Tabelle 3.1: Volumenströme des Hauptstroms und des Partikeljetrohres der AIR- und OXY-Betriebspunkte bei $T = 298\text{ K}$, sowie die Reynoldszahlen Re_{Rohr} des Partikeljetrohres.

	Hauptstrom (l/h)				Partikeljetrohr (mln/min)				
	N ₂	O ₂	CH ₄	Gesamt	N ₂	O ₂	CH ₄	Gesamt	Re_{Rohr}
AIR10	3203	1085	312	4600	11,49	3,89	1,12	16,50	657
AIR20	2744	1543	312	4599	9,85	5,54	1,118	16,51	643
AIR30	2286	2003	311	4600	8,21	7,18	1,116	16,51	637
AIR40	1822	2465	313	4600	6,54	8,84	1,121	16,50	640
	CO ₂	O ₂	CH ₄	Gesamt	CO ₂	O ₂	CH ₄	Gesamt	Re_{Rohr}
OYX20	1820	1300	307	3427	8,86	6,19	1,443	16,49	886
OXY30	1553	1672	306	3531	7,25	7,81	1,356	16,49	826
OXY40	1310	2094	305	3709	5,83	9,31	1,356	16,50	781

den OXY-Betriebspunkten höher als bei den AIR-Betriebspunkten. Aufgrund der Reynoldszahlen zwischen ca. 600 und 900 handelt es sich bei allen Betriebspunkten um eine laminare Rohrströmung. Die gemessenen Temperaturen an der Keramik für die verschiedenen Betriebspunkte sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die Temperatur T_1 ist ein Indikator für die Gastemperatur mit der das Gasgemisch in den Brenneraum eintritt, wobei diese wahrscheinlich höher ist, da das Thermoelement nicht die reine Gastempertur misst.

Abbildung 3.4 zeigt Bilder der unterschiedlichen Flachflammen aufgenommen mit einer FUJIFILM X-T3 (ISO-3200, F/10, 0,1s) mit einem 55 mm-Zoom-Objektiv. Die Flachflammen bilden zelluläre Strukturen aus. Die Strukturen werden kleiner und ihre Anzahl erhöht sich mit zunehmender Sauerstoffkonzentration. Um eine ebene Flamme über den Brennerquerschnitt zu erhalten, müssten die Strömungsgeschwindigkeiten weiter reduziert werden, was einen höheren Wärmeverlust über die Keramik zur Folge hätte, bis hin zum Glühen der Keramik. Jin et al. haben gezeigt, dass höherer Wärmeverlust zu kleineren zellulären Strukturen führt [81]. Jedoch werden die zellulären Strukturen auch durch die Lewis Zahl Le , Markstein Zahl Ma und Mischungseigenschaften beeinflusst. Auf das Phänomen der zellulären Strukturen wird nicht weiter eingegangen, da diese irrelevant für die eigentliche Untersuchung von Feststoffpartikelverbrennung ist. Weitere Erläuterungen sind in der Literatur zu finden [81–86].

3.5 Eindimensionale Simulation der Flachflamme

Neben den analytischen Berechnung der Gaszusammensetzung wurde eine eindimensionale Simulation der Methanflamme von S. Hartl¹ durchgeführt. Dafür kam der Universal Laminar Flame Solver [87] zum Einsatz. In diesem Solver ist der detaillierte chemische Reaktionsmechanismus GRI-Mech implementiert [88]. Als Startwerte werden die in Tabelle 3.1 eingetragenen Volumenströme in Molenbrüche umgerechnet und die Brenneraumeintrittstemperaturen aus Tabelle 3.2 Thermoelement T_1 verwendet. Abbildung

¹Hartl,Sandra: Simulation of reactive Thermo-Fluid Systems, Technische Universität Darmstadt

Tabelle 3.2: Gas- und Wandtemperaturen am Brennerkopf gemessen mit Thermoelementen.

	Temperatur ($^{\circ}\text{C}$)				
	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5
AIR10	48,4	56,9	24,7	24,0	22,5
AIR20	48,2	57,0	24,1	23,2	22,5
AIR30	48,2	57,0	24,3	23,6	22,5
AIR40	48,5	57,8	24,5	23,6	22,5
OXY20	60	72,3	24,6	23,9	22,5
OXY30	63,7	77,0	25,6	24,7	22,5
OXY40	60,3	72,7	25,3	24,3	22,5

3.5 a zeigt die Molenbrüche der Hauptspezies Stickstoff, Kohlenstoffdioxid, Sauerstoff und Wasser sowie die Temperatur räumlich aufgetragen im Bereich der Reaktionszone der vorgemischten Flamme exemplarisch für die Betriebspunkte AIR20 (durchgezogene Linie) und OXY20 (gestrichelte Linie). Der Temperaturverlauf ist fast identisch. Innerhalb von ca. 2 mm erreichen alle Kurven der Hauptspezies einen konstanten Wert. Die Verläufe der anderen Betriebspunkte sind ähnlich. Die Molenbrüche der Hauptspezies, Temperaturen T_F und Fluidgeschwindigkeiten u_F vor und nach der Reaktionszone für alle Betriebspunkte sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Die Molenbrüche stimmen mit den analytisch berechneten Werten überein. Die Temperaturen aller Betriebspunkte liegen bei ca. 1840 K im Mittel und weichen maximal ± 40 K voneinander ab, wodurch die Be-

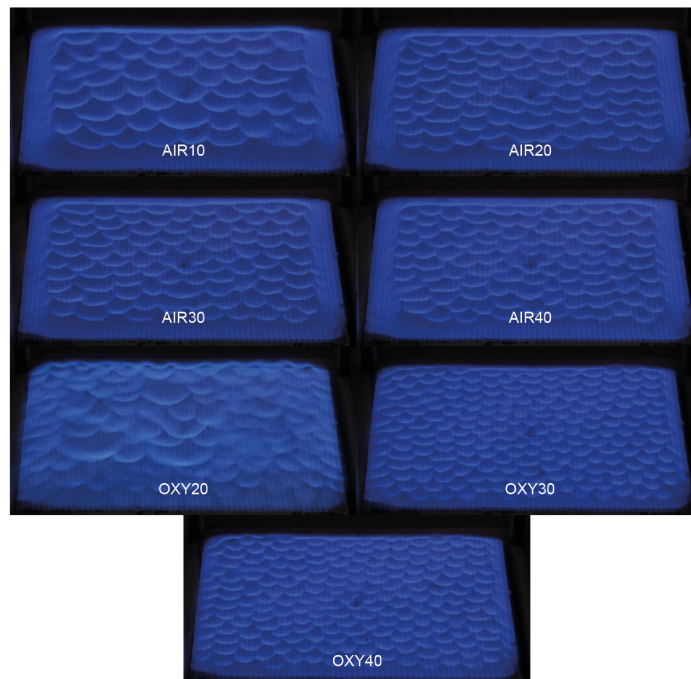


Abbildung 3.4: Bilder der Flachflammen von allen Betriebspunkten im stationären Zustand; aufgenommen mit einer Fujifilm X-T3 mit einem 55mm Objektiv (f/10, 1/10s, ISO 3200).

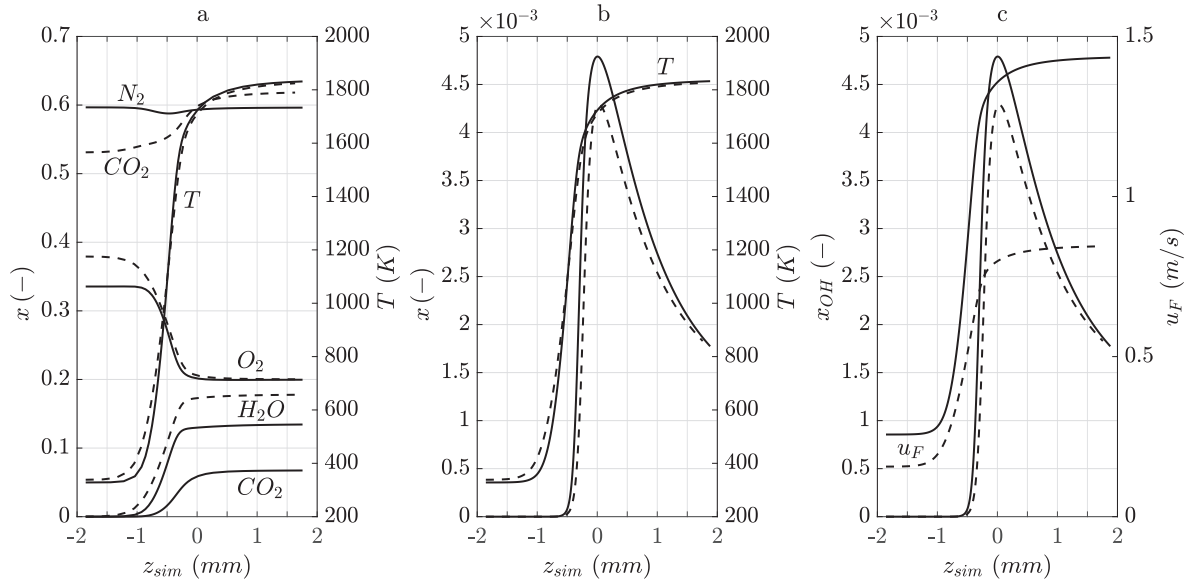


Abbildung 3.5: Ergebnisse der 1D Simulation für AIR20 (durchgezogene Linie) und OXY20 (gestrichelte Linie) über die Reaktionszone der Flamme im Vergleich. a: Molenbrüche der Hauptspezies und Temperatur. b: Molenbruch OH und Temperatur. c: Molenbruch OH und Fluidgeschwindigkeit.

triebspunkte gut vergleichbar sind. Die Fluidgeschwindigkeiten der AIR Betriebspunkte sind jedoch um ca. 70% höher als die der OXY-Betriebspunkte. Das Strömungsfeld im Brennraum ist laminar, da die Reynoldszahlen Re_F aller Betriebspunkte zwischen 400 und 500 liegen.

3.6 Startpunkt der Partikelheizung und -beschleunigung durch die Flachflamme

Die experimentelle Bestimmung der Position der Flammenfronten wird benötigt, um den genauen Zeitpunkt der Aufheizung der Feststoffpartikel zu kennen. Planare laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals eignet sich gut zur Bestimmung der Flammenposition [89, 90]. Abbildung 3.6 zeigt eine Skizze des experimentellen Aufbaus. Ein Feststofflaser (Edge-Wave-IS8II-E) bei einer Wellenlänge von 532 nm pumpt einen frequenzverdoppelten Farbstofflaser (Sirah Credo) bei einer Repetitionsrate von 500 Hz. Die Pulsenergie bei 283 nm betrug ca. 0,4 mJ. Ein Teleskop weitete den Laserstrahl auf ca. 10 mm auf. Eine plankonvexe Linse ($f=500$ mm) erzeugte eine Lichtschnittdicke im Fokus von unter 100 μ m. Die Höhe des Lichtschnitts nach der Blende betrug 5,5 mm. Die Detektionsseite bestand aus einem UV-Quarzglasobjektiv (CERCO 100 mm F/2.8), einem 2-stufigen linsengekoppelten Bildverstärker (HighSpeed IRO, LAVISION) sowie einer CMOS-Kamera (HighSpeedStar 6, LAVISION). Um das Flammeneigenleuchten zu unterdrücken, wurde ein Bandpassfilter bei 316 ± 10 nm OD4 (Laser Components) vor das Objektiv positioniert und der Gate des Bildverstärkers auf 100 ns gesetzt. Der Bildausschnitt der Kamera war

Tabelle 3.3: Ergebnisse der adiabaten 1D-Simulation. Molenbrüche, Temperaturen T_F und Fluidgeschwindigkeiten u_F vor und nach der Reaktionszone der Vormischflamme, sowie die Reynoldszahlen Re_F der Heißgasströmung bezogen auf den Brennraumquerschnitt.

	Vor (kalt)						
	O ₂	N ₂	CO ₂	CH ₄	u_F (m/s)	T_F (K)	Re_F
AIR10	0,236	0,696	-	0,068	0,238	321,6	-
AIR20	0,336	0,596	-	0,068	0,257	321,4	-
AIR30	0,435	0,497	-	0,068	0,254	321,4	-
AIR40	0,536	0,396	-	0,068	0,254	321,7	-
OXY20	0,379	-	0,531	0,090	0,156	333,2	-
OXY30	0,474	-	0,440	0,087	0,207	336,9	-
OXY40	0,565	-	0,353	0,082	0,189	333,5	-

	Nach (heiß)						
	O ₂	N ₂	CO ₂	CH ₄	u_F (m/s)	T_F (K)	Re_F
AIR10	0,100	0,696	0,068	0,135	1,342	1847	458
AIR20	0,200	0,596	0,068	0,135	1,439	1839	479
AIR30	0,300	0,496	0,067	0,135	1,415	1829	467
AIR40	0,400	0,396	0,068	0,135	1,415	1829	463
OXY20	0,200	-	0,620	0,178	0,849	1835	375
OXY30	0,293	-	0,527	0,178	1,150	1881	455
OXY40	0,400	-	0,435	0,164	1,023	1825	404

ca. 102x11 mm groß, mit einer Pixelauflösung von 100 μm . Durch den Einsatz des Bildverstärkers betrug die optische Auflösung, welche mit einem Siemensstern bestimmt wurde, 270 $\mu\text{m}/px$. Der Fokus der Auswertung der OH-LIF-Rohbilder liegt auf der quantitativen Bestimmung der Flammenfrontposition.

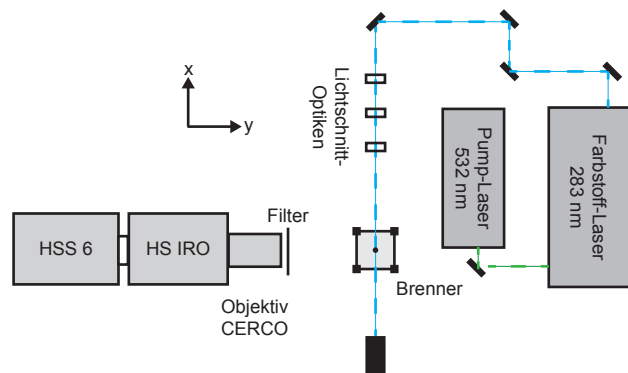


Abbildung 3.6: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Flammenfrontposition anhand des OH-Radikals.

Folgende Korrekturen werden an den Rohbildern durchgeführt:

- Dunkelbildkorrektur: 100 Bilder werden bei geschlossenem Objektiv gemittelt und von den Rohbildern abgezogen.

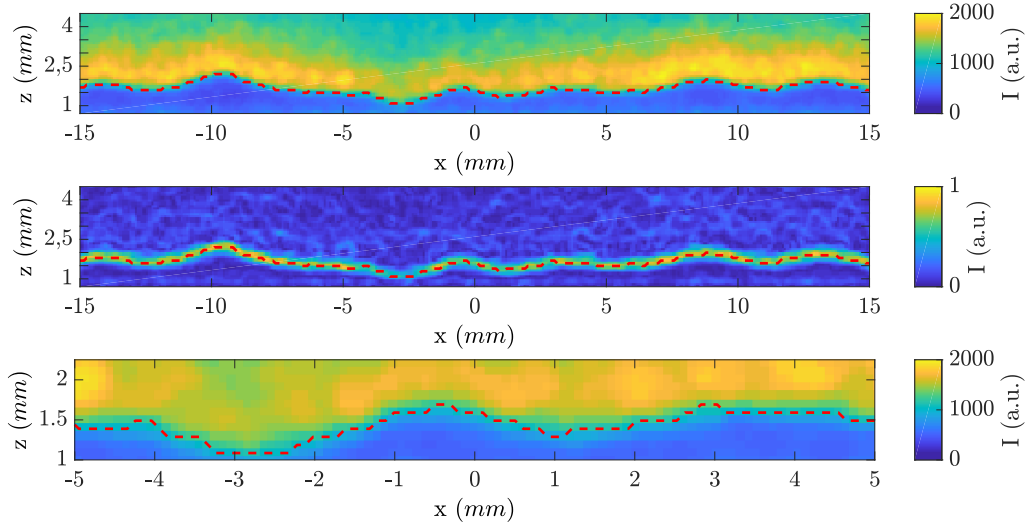


Abbildung 3.7: Bestimmung der Aufheizzeitpunkte mittels OH-PLIF. Oben: korrigiertes OH-Bild. Mitte: Gradienten des OH-Bildes. Vergrößerung des OH-Bildes im Bereich des Partikeleintritts in den Brennerraum. Die gestrichelte rote Linie stellt den steilsten OH-Gradienten (Flammenfrontposition) in z-Richtung dar.

- Lichtschnittkorrektur: Im Abgas der Flamme (50 mm über Brennerkopf) ist die Konzentration an OH fast homogen über der Lichtschnittshöhe im Bereich der Zentralachse des Brenners. 200 Pixelspalten werden reihenweise gemittelt, um ein Lichtschnittsprofil zu erhalten. Dies wird auf den Maximalwert normiert und die Rohbilder damit korrigiert.
- Filterung: Zuerst wird ein 3x3 Medianfilter angewendet und danach ein 3x3 Gaussfilter.

Abbildung 3.7 zeigt das gefilterte Bild, das Gradientenbild sowie einen vergrößerten Ausschnitt im Bereich der Zentralachse eines Einzelbildes für den Betriebspunkt AIR20. Die Position der Flammenfront wird mit Hilfe des steilsten Intensitätsgradienten des OH-Signals bestimmt. Hierbei wird spaltenweise der steilste OH-Gradient ermittelt. Die gestrichelte rote Linie stellt die ermittelte Flammenfront dar. Auch hier ist zu erkennen, dass die Flammenfront nicht eben ist, sondern zelluläre Strukturen besitzt. Die Positionen der zellulären Strukturen sind ortsfest im Bereich ± 10 mm um die zentrale Brennerachse bei 0 mm. Die Flammenfront stabilisiert sich bei $z = -2,7$ mm dichter am Brennerkopf als in den anderen Bereichen. An diesen Stellen befindet sich ein Thermoelement in der Wabe der Keramik. Die Fluidgeschwindigkeit wird durch die Anwesenheit der Thermoelemente lokal reduziert, sodass sich die Flamme lokal näher an der Keramik stabilisiert. Im Bereich von ± 1 mm um die zentrale Achse werden die Positionen der steilsten OH-Gradienten aller Pixelspalten gemittelt, um eine ungefähre Flammenfrontposition pro Bild zu erhalten. Für jeden Betriebspunkt wird der Mittelwert der Flammenfrontposition $z_{FFOHexp}$ aus 500 Bildern berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 aufgelistet.

Mithilfe des Temperatur- und OH-Molenbruchverlaufes über die Flammenfront aus der 1D-Simulation kann der Startpunkt der Aufheizung z_{heiz} bestimmt werden (siehe Abbil-

dung 3.5 b). Hierfür wird die Differenz zwischen der Position des steilsten OH-Gradienten und 50% des steilsten Temperaturgradienten bestimmt. Der Startpunkt der Aufheizung z_{heiz} in Koordinaten des Flugstromreaktors berechnet sich nach

$$z_{heiz} = z_{FFOHezp} - (z_{sim}(max(\frac{dX_{OH}}{dz_{sim}}) - 0,5 \cdot z_{sim}(max(\frac{dT}{dz_{sim}}))). \quad (3.1)$$

Die Ergebnisse aller Betriebspunkte sind in Tabelle 3.4 dargestellt. Für alle Betriebspunkte, bis auf AIR10 und OXY20, beginnt die Aufheizung ca. 1,05 mm vom Brennerkopf entfernt. Bei AIR10 liegt der Startpunkt bei ca. 1,3 mm und bei OXY20 bei 1,5 mm. Diese Werte werden später bei der Berechnung der Zündverzugszeiten t_{ign} und dem Ende des Volatilenabbrands t_{endvol} berücksichtigt.

Die Aufheizraten HR der Partikel unter der Annahme, dass der Partikel der Gastemperaturänderung im Bereich der Flammenfront folgt, werden mithilfe der Formel 3.2 und den Ergebnissen der 1D-Simulation ermittelt.

$$HR = u_{p0} \cdot \frac{T_{90} - T_{10}}{z_{T_{90}} - z_{T_{10}}} \quad (3.2)$$

Die Partikeleintrittsgeschwindigkeit u_{p0} in den Brennerraum wird für eine konservative Abschätzung auf 0,54 m/s gesetzt, was der Bulkgeschwindigkeit im Jetrohr entspricht. T_{90} und T_{10} entsprechen 90% bzw. 10% der adiabaten Flammentemperatur und $z_{T_{90}}$ und $z_{T_{10}}$ sind die dazugehörigen Positionen senkrecht zur Flammenfront. Alle berechneten Aufheizraten liegen bei ca. $1,9 \cdot 10^5$ K/s. In der Literatur ist keine einheitliche Methode zur Berechnung der Partikelheizraten zu finden. Die Aufheizrate ist unter anderem von der Entgasung, der Partikelgröße und der Partikelzusammensetzung abhängig. Heuer et al. haben mittels einer CFD-Simulation der Pyrolyse von kolumbianischer Steinkohle, welche in dieser Arbeit verwendet wird, eine Aufheizrate von ca. $3 \cdot 10^4$ K/s berechnet [91]. Dabei betrug die Maximaltemperatur des Fallrohrreaktors 1475 K. Die Simulationen wurden mit Stickstoff und Kohlenstoffdioxid als Inertgas durchgeführt. Wendt hat mit einer CFD-Simulation großer Partikel gezeigt, dass die Oberflächentemperatur der Partikel während der Entgasung/Volatilenabbrandphase sich nur geringfügig erhöht, was eine niedrigere Aufheizrate als im Koksabbrand zur Folge hat [92]. Während des Koksabbrands nimmt die Aufheizrate mit der Zeit ab. Die Aufheizraten für den Koksabbrand wurden von Vorobiev experimentell bestimmt, indem in einem Flugstromreaktor die Partikeltemperaturen gemessen wurden [93].

Für die Berechnung der Partikelgeschwindigkeitstrajektorien wird die Position der Geschwindigkeitserhöhung des Fluids über die Reaktionszone benötigt. Da das Fluid in unter einer Millisekunde auf 90 % der Maximalgeschwindigkeit beschleunigt, wird die Annahme getroffen, dass die Strömung sprungförmig beschleunigt und der Sprung im steilsten Gradienten der Fluidgeschwindigkeit erfolgt. Mit den Ergebnissen der 1D-Simulation wird die Differenz der steilsten Gradientenposition des OH-Radikals und der Strömungsgeschwindigkeit berechnet. Da die Position des steilsten OH-Gradienten experimentell erfasst wurde, kann die Position des Sprungs im Flugstromreaktor bestimmt werden. Die

Tabelle 3.4: Position des Startpunktes der Partikelaufheizung

	$z_{FFOHe_{exp}}$ (mm)	z_{heiz} (mm)	HR (K/s)	z_{sprung} (mm)
AIR10	1,8	1,3	$1,9 \cdot 10^5$	1,6
AIR20	1,5	1,1	$1,9 \cdot 10^5$	1,4
AIR30	1,5	1,1	$1,9 \cdot 10^5$	1,4
AIR40	1,5	1,0	$1,9 \cdot 10^5$	1,3
OXY20	2,0	1,5	$1,9 \cdot 10^5$	1,8
OXY30	1,5	1,1	$2,0 \cdot 10^5$	1,4
OXY40	1,5	1,0	$1,9 \cdot 10^5$	1,3

Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 dargestellt. Auch hier liegen die Positionen aller Betriebspunkte bis auf AIR10 und OXY20 fast übereinander bei ca. 1,4 mm. Bei AIR10 und OXY20 ergibt sich eine Sprungposition von 1,6 mm und 1,8 mm. Bei allen Betriebspunkten befindet sich die berechnete Position der Sprungfunktion 0,3 mm stromab vom Startpunkt der Aufheizung.

3.7 Experimentelle Bestimmung der Gastemperaturen

Die Gastemperatur ist eine entscheidende Randbedingung des Partikelbrenners, da die Entgasungsprozesse und damit die Zündverzugszeit und die Volatilenabbrandzeit temperaturabhängig sind. Neben der numerischen Simulation der adiabaten Flammentemperatur wurden die Temperaturen entlang der zentralen Achse des Brenners auch experimentell ermittelt. Dabei wurde kohärente anti-Stokes-Raman-Spektroskopie (CARS) und Absorptionsspektroskopie mit durchstimmbaren Diodenlasern (TDLAS) eingesetzt. Der erste Messpunkt befand sich 2,5 mm oberhalb des Brennerkopfes. Bei den CARS-Ergebnissen befand sich ein weiterer Messpunkt bei $z = 1$ mm. Alle 5 mm wurden Messungen entlang der Zentralachse bis zu einer Höhe von 98,5 mm durchgeführt. Dieser Bereich entspricht der maximal erwarteten Volatilenabbrandzone.

3.7.1 Kohärente Anti-Stokes-Raman-Streuung (CARS)

Kohärente Anti-Stokes-Raman-Streuung ist ein präzises und akkurates Temperaturmessverfahren und wird weit verbreitet in Verbrennungsumgebungen angewendet. Die Herleitung des Prozesses sowie Anwendungsfälle sind in der Literatur zu finden [94, 95]. Bei diesen Messungen wurde eine BOXCARS-Anordnung [94] verwendet, um das N_2 Molekül zu untersuchen. Das Messvolumen betrug in Strahlnormalenrichtung ca. 70 μm und in Strahlaxialrichtung ca. 1700 μm . Abbildung 3.8 zeigt auf der linken Seite das Spektrum einer Einzelmessung beim Betriebspunkt AIR10 und einer Messhöhe von 7,5 mm und auf der rechten Seite das über 100 Einzelmessungen gemittelte Spektrum. Die rote gestrichelte Linie stellt das Ergebnis der Nährungsfunktion dar (Fit). Die Abweichungen zwischen der

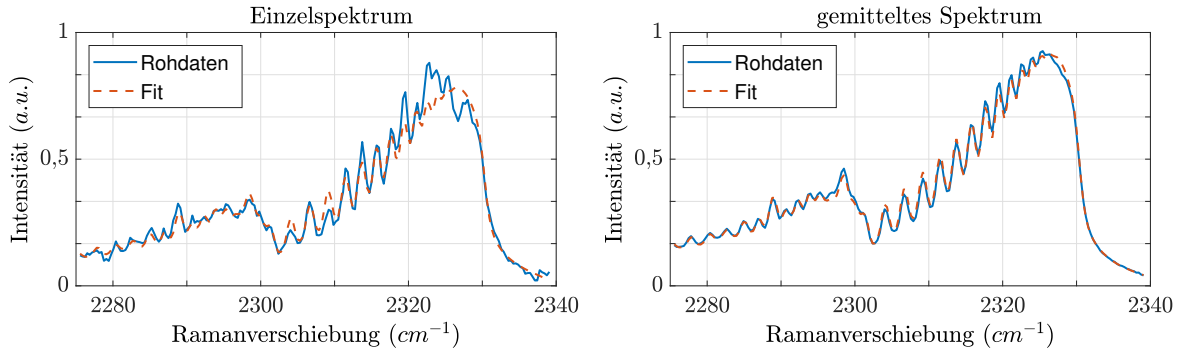


Abbildung 3.8: Gemessenes Einzelspektrum des Betriebspunktes AIR10 bei einer Messhöhe von 7,5 mm (links). Gemitteltetes Spektrum des Betriebspunktes AIR10 bei einer Messhöhe von 7,5 mm (rechts).

Nährungsfunktion und den Rohdaten sind im Einzelschuss relativ groß, jedoch stimmen diese in der Mittelung gut überein.

Die Temperaturprofile sowie die Fehlerbalken über die Höhe sind in Abbildung 3.9 für alle AIR-Betriebspunkte dargestellt. 1 mm über dem Brennerkopf befindet sich der Messpunkt vor dem Hauptreaktionsbereich der Flachflamme, weshalb die Temperaturen hier unter 1000 K liegen. Hinter der Reaktionszone zwischen 2.5 mm und 7.5 mm erreichen die Temperaturprofile ein Maximum. Die Maximaltemperaturen liegen über 1800 K und stimmen gut mit den adiabaten Flammentemperaturen aus den 1D-Simulationen überein. Über eine Länge von ca. 90 mm sinkt die Temperatur um weniger als 200 K, da der Flugstromreaktor nicht adiabat ist. Somit beträgt der Temperaturabfall ca. 2,2 K/mm. Alle Betriebspunkte haben einen sehr ähnlichen Temperaturverlauf, wodurch die Ergebnisse der Einzelpartikelverbrennung gut miteinander vergleichbar sind. Die Standardabweichungen sind für CARS-Messungen recht hoch im Vergleich zur Literatur [96]. Dies ist wahrscheinlich durch geringere Stickstoffkonzentrationen im Abgas der Flachflamme erklärbar sowie einer niedrigeren Laserenergie, um eine Beschädigung des Quarzglases zu vermeiden.

Neben den Profilen entlang der Jetachse wurden auch auf bestimmten Höhen über dem Brennerkopf radiale Profile in x-Richtung des Brennerkoordinatensystems gemessen (siehe Abbildung 3.10). Aus konstruktiven Gründen und zu hoher Energiedichte für das Quarzglas konnten keine Messungen im wandnahen Bereich durchgeführt werden. Da sich die Messpunkte bei $z = 2,5$ mm in der Reaktionszone der Flachflamme befinden, schwanken die gemessenen Temperaturen stark entlang des radialen Profils. Wie schon zuvor erwähnt, bildet die Flachflamme zelluläre Strukturen aus, wodurch die Reaktionszone nicht immer den gleichen Abstand zum Brennerkopf hat. Bei allen Betriebspunkten ist der Verlauf je Höhe sehr ähnlich. Bei 22,5 mm über dem Brennerkopf ist die Temperatur zwischen ± 30 mm annähernd konstant. Dieses Plateau nimmt mit größerem Abstand zum Brennerkopf ab. Auch der Temperaturgradient im Randbereich nimmt mit zunehmender Höhe zu, da sich ein laminares Strömungsprofil und eine laminare Temperaturgrenzschicht im Brenneraum ausbilden. Bei $z = 82,5$ mm beträgt der Gradient bis zu 30 K/mm im Bereich von 25 bis 35 mm.

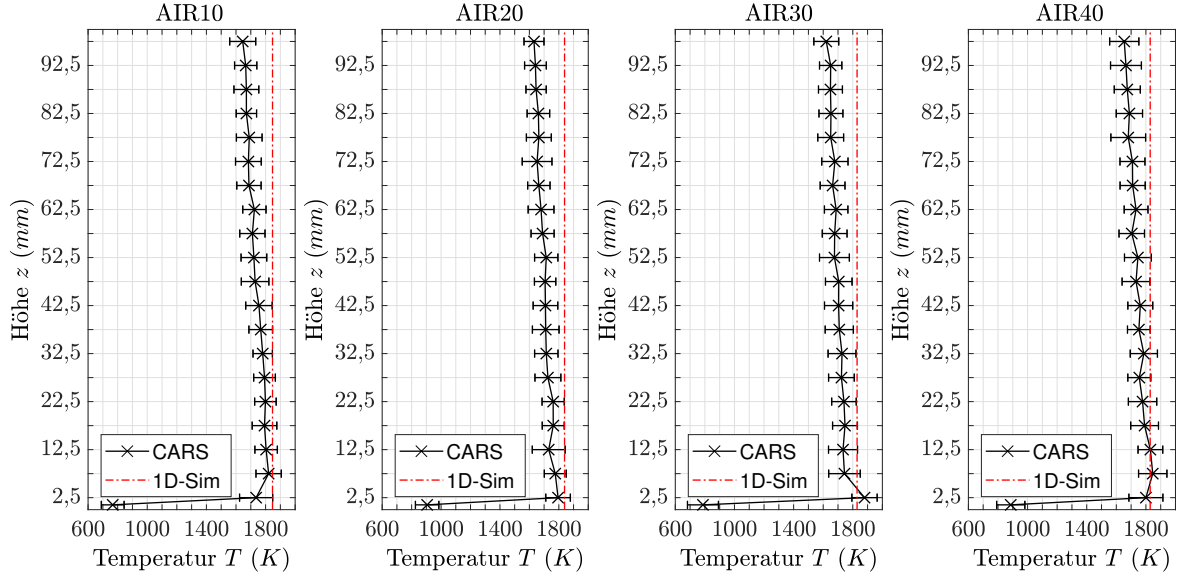


Abbildung 3.9: Temperaturprofil entlang der Zentralachse gemessen mit CARS für die Betriebspunkte AIR10, AIR20, AIR30 und AIR40 sowie die adiabaten Temperaturen aus der 1D-Simulation.

3.7.2 Abstimbare Diodenlasermesstechnik

Da das am Institut vorhandene CARS-System nur in Atmosphären mit Stickstoff eingesetzt werden kann, werden die Temperaturen der AIR und OXY Betriebspunkte zusätzlich mit TDLAS bestimmt. TDLAS steht für Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy und bedeutet übersetzt Absorptionsspektroskopie mit durchstimbaren Diodenlasern. TDLAS ist eine Line-of-Sight-Messmethode. Für weitere Grundlagen zur Messtechnik wird auf die Literatur verwiesen [53]. Die Messung und Auswertung wurde von J. Emmert² durchgeführt. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Um die Wasserabsorptionslinie bei 1392 nm zu detektieren, wurde ein VCSEL-Laser einge-

²Emmert, Johannes: Reaktive Strömungen und Messtechnik, Technische Universität Darmstadt.

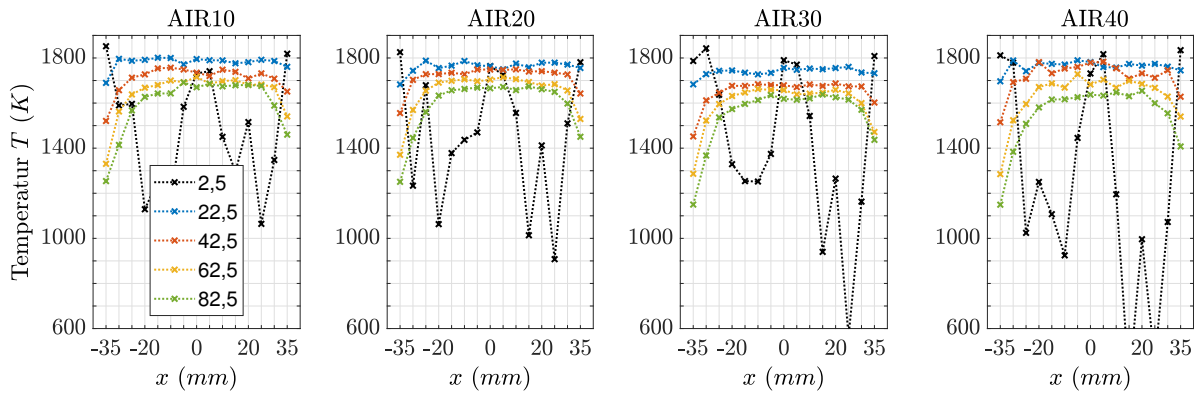


Abbildung 3.10: Radiale Temperaturprofile für die Betriebspunkte AIR10, AIR20, AIR30 und AIR40 auf unterschiedlichen Höhen über dem Brennerkopf.

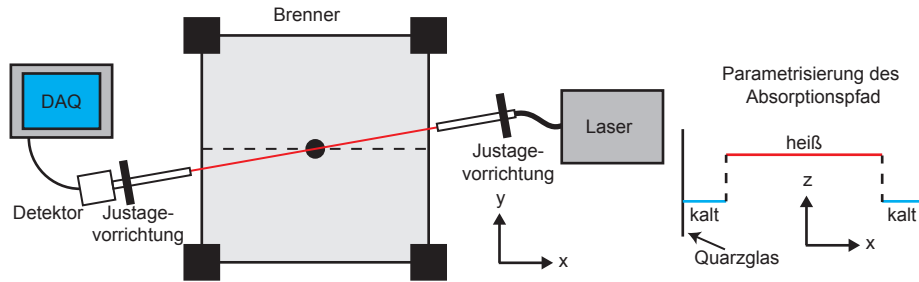


Abbildung 3.11: Skizze des experimentellen Aufbaus der Temperaturmessung mit TDLAS (links). Schematische Darstellung der Parametrisierung des Absorptionspfads.

setzt. Der Detektor war eine InGaS Photodiode. Der Strahldurchmesser betrug $0,5 \text{ mm}$. Um Fringes durch Mehrfachreflexion im aufgenommenen Signal zu reduzieren, wurde der Strahl um 10° in der Horizontalen geneigt. Der Strahlengang außerhalb der Brennkammer wurde mit Stickstoff gespült, um die Absorption durch Umgebungswasserdampf zu vermeiden. Die Charakterisierung des Lasers ist in [97] zu finden. Gemessen wurde auf den gleichen Höhen über dem Brennerkopf wie bei den CARS-Messungen. Da die Temperaturverteilung bei $z = 1 \text{ mm}$ sehr inhomogen ist, wurde auf die Messung dieser Höhe verzichtet. Auf jeder Höhe wurden 30000 Einzelmessungen bei 1 kHz Wiederholrate durchgeführt. Bei der Auswertung zur Temperaturbestimmung wird eine inhomogene Temperatur-Profil-Angleichung durchgeführt [98]. Dabei wird das Temperaturprofil entlang der Absorptionslänge parametrisiert und in zwei Temperaturbereiche unterteilt, um in diesem Fall die Temperaturgrenzschicht am Quarzglas zu berücksichtigen, wobei der Molenbruch des Wasserdampfs konstant gehalten wird.

Die Ergebnisse der Messung bezüglich Wasserdampfkonzentration und Temperatur sind in den Abbildungen 3.12, 3.13 und 3.14 dargestellt. In den AIR-Betriebspunkten weicht der Stoffmengenanteil an Wasser weniger als $7,5 \%$ vom Gleichgewicht der 1D-Simulation ab (Abbildung 3.12, gestrichelte schwarze Linie). Bei den OXY-Betriebspunkten ist ein Offset des Molenbruchs von über $0,01$ bei allen Höhen zu erkennen, wodurch die Abweichung zur Simulation bis zu 15% beträgt. Der Grund dafür ist bislang nicht bekannt.

Die Temperaturen für die AIR-Betriebspunkte in Abhängigkeit von der Höhe über dem Brennerkopf zeigt Abbildung 3.13. Zum Vergleich sind die blauen Linien, welche die mit CARS gemessenen Temperaturen entlang der Zentralachse abbilden. Der Temperaturverlauf der TDLAS-Messungen ist dem der CARS-Messungen sehr ähnlich. Mit größerem Abstand zum Brennerkopf nimmt die Temperatur bei allen Betriebspunkten ab. Bei den meisten Messpunkten ist die TDLAS-Temperatur etwas geringer. Mit zunehmender Höhe nimmt die Differenz zwischen TDLAS- und CARS-Temperatur zu. Dies lässt sich wahrscheinlich durch die größer werdende Temperaturgrenzschicht begründen (vergleiche Abbildung 3.10), die in den TDLAS-Messungen falsch abgeschätzt wird. Die mit TDLAS bestimmten Temperaturen befinden sich jedoch im Bereich der Standardabweichung der CARS-Messungen. Da die TDLAS-Messungen mit den CARS-Messungen für die AIR-Betriebspunkte gut übereinstimmen, können für die OXY-Betriebspunkte die gemessenen TDLAS-Temperaturen als Randbedingungen des Flugstromreaktors festgelegt werden. Die Ergebnisse der OXY-Betriebspunkte sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Bei allen Be-

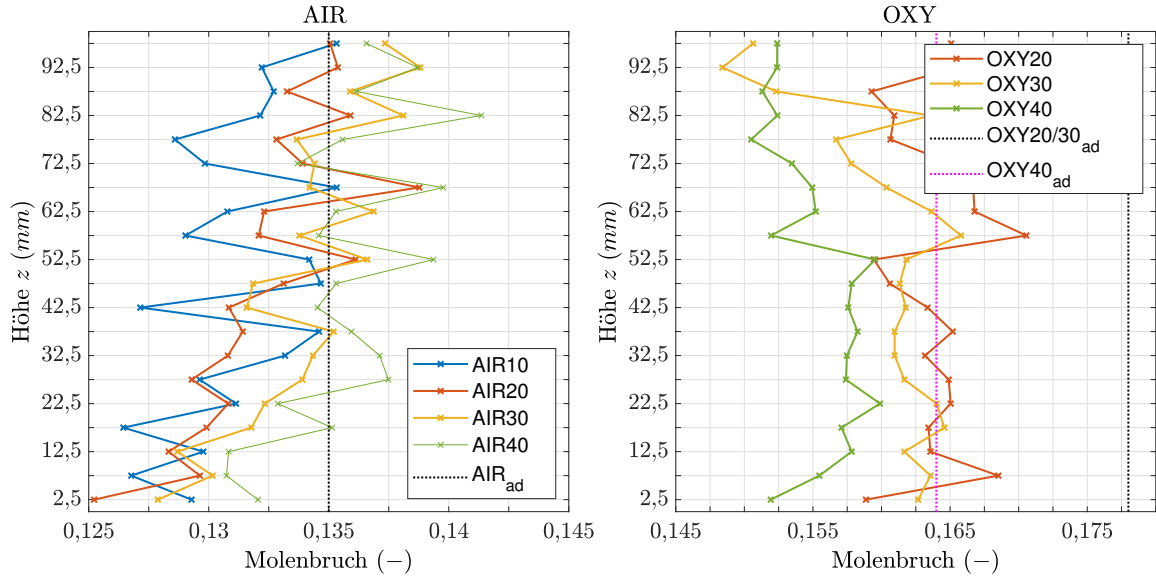


Abbildung 3.12: Ergebnisse der Wasserkonzentrationsmessung mit TDLAS für die AIR- und OXY-Betriebspunkte. Zum Vergleich sind die Gleichgewichtsmolenbrüche angegeben (gestrichelte Linien).

triebspunkten nimmt die Temperatur mit der Höhe um ca. $3,5 \text{ K/mm}$ ab und ist damit höher als bei den AIR-Betriebspunkten, was wahrscheinlich auf die Abweichungen in der Wasserkonzentration zurückzuführen ist. Die Maximaltemperaturen liegen ca. 100 K unterhalb der simulierten adiabaten Flammentemperatur. Die Differenz ist größer als bei den AIR-Betriebspunkten. In Abbildung 3.14 sind zusätzlich noch die Standardabweichungen der Betriebspunkte über die Messhöhe aufgetragen. Da die Standardabweichungen aller Betriebspunkte in der gleichen Größenordnung liegt, wird repräsentativ nur AIR20 aufgetragen und beträgt im Durchschnitt 10 K . Bei den OXY-Betriebspunkten nimmt die Standardabweichung ab einer Höhe von $47,5 \text{ mm}$ stark zu und beträgt abhängig von der Höhe teilweise über 100 K , wobei bei niedrigen Höhen die Standardabweichung in der gleichen Größenordnung wie die AIR-Betriebspunkte ist. Eine Erklärung für dieses Verhalten könnten die zunehmenden und fluktuierende Temperaturgrenzschichten sein (vergleiche folgende Abschnitte), jedoch wurde dieses Ergebnis nicht bei den AIR-Betriebspunkten beobachtet.

Da die Maximaltemperatur sowie der Temperaturverlauf über die Höhe bei allen Betriebspunkten ähnlich sind, lassen sich die Ergebnisse der Einzelpartikel bei unterschiedlichen Sauerstoffkonzentrationen und Inertgasen bezüglich Temperaturrandbedingung gut miteinander vergleichen.

3.8 Bestimmung der Wandtemperatur

Die Wandtemperaturen wurden mit Hilfe von thermographischen Phosphoren bestimmt. Thermographische Phosphore sind mit seltenen Erden oder Übergangsmetallen dotierte keramische Materialien, deren photophysikalische Eigenschaften eine Funktion der Tem-

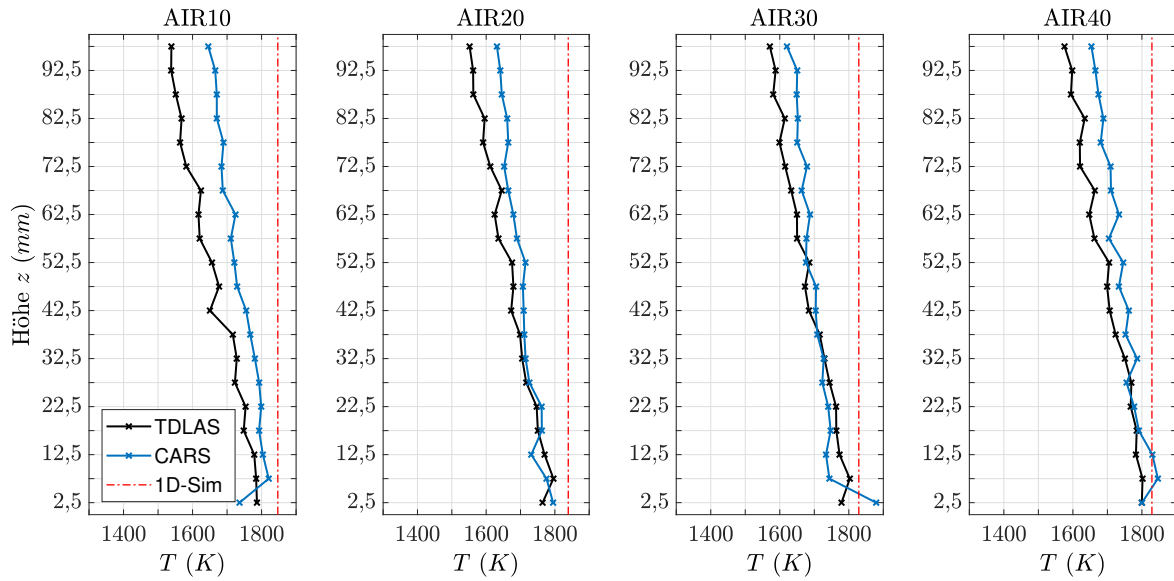


Abbildung 3.13: Ergebnisse der Temperaturmessungen mit TDLAS für die AIR-Betriebspunkte.

peratur und Wellenlänge der anregenden Lichtquelle sind. Die Anregung findet meist im ultravioletten Bereich statt, wobei die Detektion im sichtbaren Wellenlängenbereich liegt. Die Relaxation des angeregten thermographischen Phosphors in seinen Grundzustand wird als Abklingverhalten bezeichnet, welches von der Temperatur abhängig ist. Da jeder thermographische Phosphor abhängig von seiner Dotierung andere Abklingzeiten besitzt, muss eine temperaturabhängige Kalibrierung durchgeführt werden. Durch das Auftragen

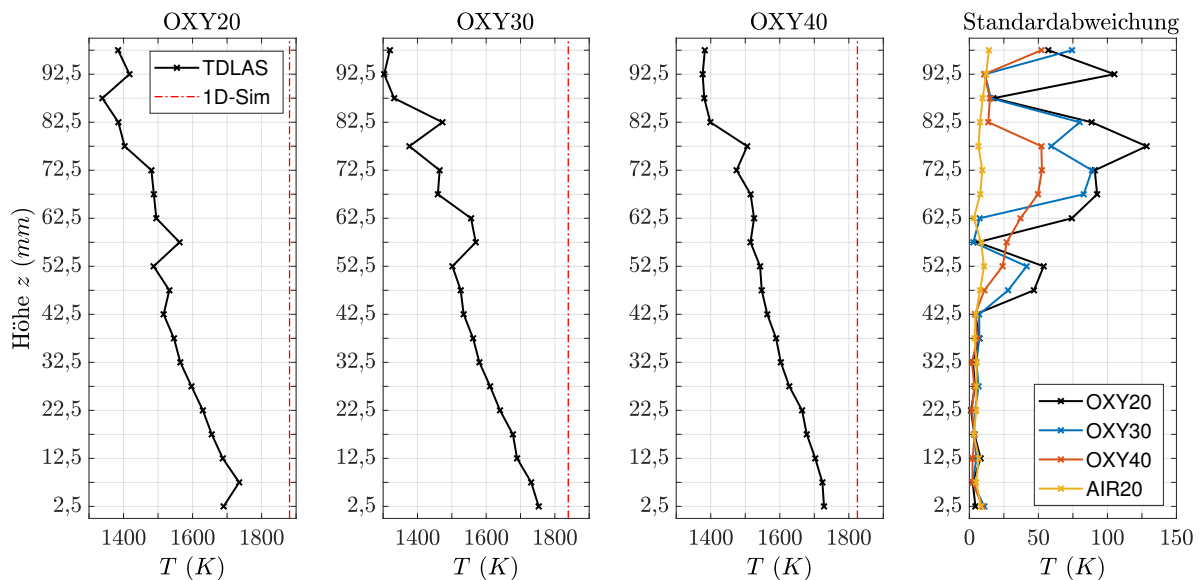


Abbildung 3.14: Ergebnisse der Temperaturmessungen mit TDLAS für die OXY-Betriebspunkte, sowie die Standardabweichungen für die OXY-Betriebspunkte und AIR20.

der thermographischen Phosphore auf eine Wand kommt es zu einem systematischen Fehler der lokalen Wandtemperatur, da die Absorptions- und Transmissionseigenschaften sich lokal ändern. Weitere Beschreibungen der Messtechnik sind in [96, 99, 100] zu finden.

3.8.1 Experimenteller Aufbau und Durchführung

Durch eine ungefähre Abschätzung der zu erwartenden Wandtemperaturen wurde ein für diesen Temperaturbereich geeigneter Phosphor mit der Bezeichnung GGG:Cr,Ce ausgewählt. Dieser besteht aus Gadolinium-Gallium-Oxid dotiert mit 2 *mol%* Chrom und co-dotiert mit 0,0034 *mol%* Cerium und ist insensitive zu Variationen in der Sauerstoffkonzentration in der Umgebungsatmosphäre und wurde von Fuhrmann [101] ausführlich untersucht. Das gemessene Wellenlängenspektrum bei einer Anregung von 266 *nm* und die zugehörige Temperatur-Abklingzeit-Charakteristik sind in Abbildung 3.15 dargestellt und dienen als Kalibrierkurve. Das Emissionsmaximum von GGG:Cr,Ce liegt bei 715 *nm* und der Temperatursensitivitätsbereich beträgt 500 bis 900 *K*. Abbildung 3.16 zeigt den experimentellen Aufbau für die Wandtemperaturmessung am Einzelpartikelbrenner. Ein Blitzlampen-gepumpter Nd:YAG Laser (SpitLight 400 PIV, INNOLAS) mit einer Frequenzvervierfachungseinheit lieferte eine Anregungswellenlänge von 266 *nm*. Die Pulsennergieeinstellung erfolgte über eine Lambda-Halbe-Platte und einen Glan-Polarisator. Eine Blende reduzierte den Strahldurchmesser auf 2 *mm*. Der thermographische Phosphor wurde mit einem Binder auf die Quarzglasscheibe aufgetragen. Der Streifen hatte eine Höhe von über 100 *mm* und eine Breite von ca. 2 *mm*. Die Phosphorschicht war dünner als 15 μm aufgetragen, dass ein großer Teil des UV-Lichts (Transmission >75%) die Schicht durchdringen konnte. Die Detektionseinheit wurde von Brübach [102] konzipiert, in der ein Photomultiplier (PMT H6780-20, Hamamatsu) verbaut ist. Ein Objektiv (Nikkor, 50 *mm*, f /1,2) fokussiert auf die Phosphorschicht, leitete das emittierte Licht des thermographischen Phosphors in die Detektoreinheit. Ein Langpassfilter blockierte Wellenlängen unter 650 *nm*, um das Signal von Flammeneigenleuchten zu unterdrücken. Ein Transimpedanzverstärker (Femto DHPCA - 100) verstärkte die Photospannung des PMT bevor ein Oszilloskop (Tektronics) das Signal aufzeichnete. Durch den Einsatz des Transimpedanzverstärkers konnte das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Vergleich zum Standardaufbau von Fuhrmann weiter verbessert werden [103]. Die Kalibration des Phosphors fand in einem Rohrofen statt, indem eine dünne Schicht Phosphor auf einem Glasprobenträger erhitzt wurde und die Temperatur am Probenträger über ein Thermoelement bestimmt wurde. Die Kalibrieratmosphäre war Umgebungsluft. Das Thermoelement hatte keinen direkten Kontakt zum Glasprobenträger, sondern nur zum Metallhalter, auf dem der Probenträger befestigt war und zur Umgebungsluft. Im Flugstromreaktor wurden über eine Höhe von 95 *mm* die Wandtemperaturen auf der Innenseite T_{Wi} in 5 *mm* Schritten für alle Betriebspunkte gemessen. Danach wurde die Quarzglasscheibe gedreht und die Außentemperaturen T_{Wa} bestimmt. An jedem Messpunkt wurden 100 Abklingkurven aufgezeichnet.

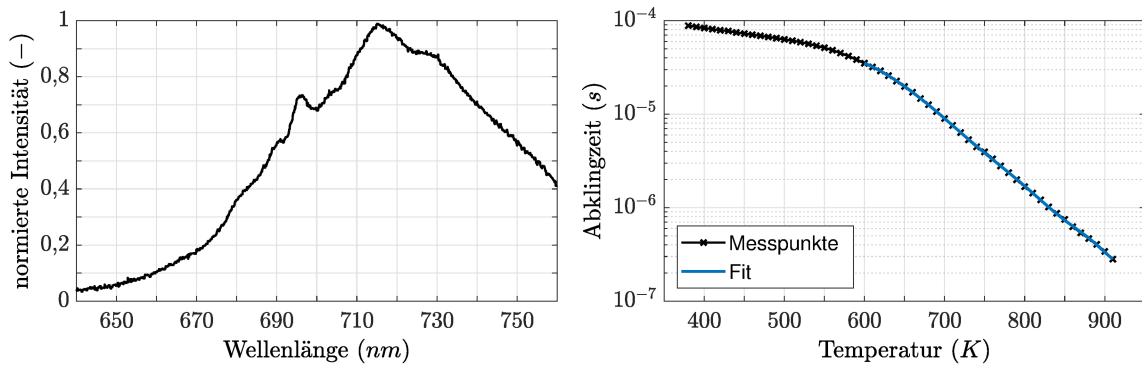


Abbildung 3.15: Links: Emmissionswellenlängenspektrum von GGG:CrCe bei Raumtemperatur. Rechts: Temperatur-Abklingzeit-Kalibrierkurve von GGG:CrCe. Die Abklingzeit ist logarithmisch dargestellt.

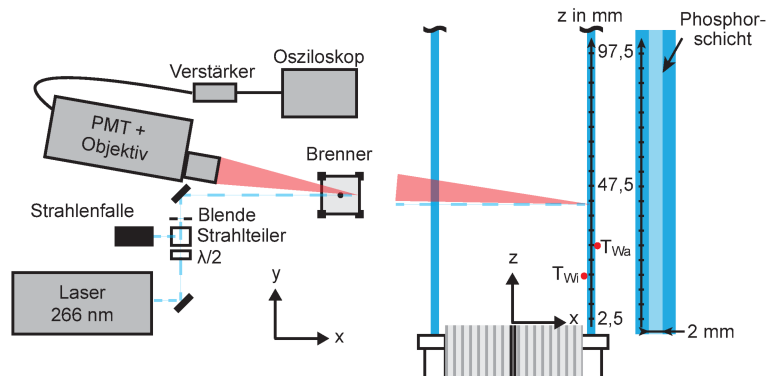


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbau zur Wandtemperaturmessung. Links: Draufsicht mit Anregungs- und Detektionssystem. Rechts: Schnitt durch den Brenner mit eingezeichneten Messpunkten.

3.8.2 Auswertung und Ergebnisse

Für die Auswertung wurde der von Brübach et al. [104] und Fuhrmann et al. [101] entwickelte Fit-Algorithmus angewandt. In der Realität ist der Abklingverlauf multi-exponentiell. Unter der Annahme, dass der Verlauf in einem begrenzten Zeitbereich mono-exponentiell ist, wird eine Funktion mit iterativ angepassten Fit-Fenstern angenähert. Die Startwerte wurden für GGG:Cr,Ce aus der Literatur entnommen [101]. Die Ergebnisse der Wandtemperaturen über die Höhe in Abhängigkeit der Verbrennungsatmosphäre sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Diese sind der Mittelwert von 100 Einzelmessungen pro Messpunkt. Die maximalen Wandtemperaturen auf der Innenseite sowie der Außenseite sind bei den OXY-Betriebspunkten höher als die der AIR-Betriebspunkte, da die Volumenströme der OXY-Betriebspunkte geringer sind und sich die spezifische Wärmekapazität zwischen den AIR- und OXY-Betriebspunkten ändert. Die Maximaltemperaturen liegen an der Innenseite bei ca. 15 mm und sind somit ca. 5 mm niedriger als die maximalen Außentemperaturen. Im Bereich unter 15 mm ist die Wandtemperatur niedriger, da hier die Brennerkopfkühlung der Wand die Wärme entzieht und die heißen Abgase der Flammenfront erst Richtung Wand expandieren müssen, da die Wände nicht direkt an der Keramik liegen. Ab

diesen Höhen nehmen die Wandtemperaturen aller Betriebspunkte auf der Innen- und Außenseite ab. Der Temperaturabfall mit zunehmendem Abstand zum Brennerkopf ist bei den AIR-Betriebspunkten geringer als bei den gemessenen CARS-Temperaturen entlang der Zentralachse. Im Vergleich zu den TDLAS-Messungen ist der Temperaturabfall bei den OXY-Betriebspunkten geringer. Auffällig ist, dass die Kurven der Innentemperaturen der AIR-Betriebspunkte übereinander liegen, bis auf die des AIR20-Betriebspunktes bei dem die Temperaturen im Durchschnitt ca. 15 K höher sind. Gleiches ist bei den OXY-Betriebspunkten zu beobachten, bei denen der OXY20 abweicht. Eine Begründung des Verhaltens konnte nicht gefunden werden, da dieser Versatz bei den Temperaturmessungen mit CARS und TDLAS nicht erkennbar ist und eine Sensitivität von GGG:Cr,Ce gegenüber der Sauerstoffkonzentration ausgeschlossen werden kann, da an der Außenwand bei allen Betriebspunkten Umgebungsluft mit dem Phosphor in Kontakt kommt und somit die Sauerstoffkonzentration konstant ist. Eine Dekalibrierung der Durchflussmesser kann ebenfalls ausgeschlossen werden, da die gemessenen Temperaturen der Keramik bei allen Messungen gleich waren und die Flammenstruktur auch gleich war. Die Standardabweichungen sind bei allen Betriebspunkten auch in der gleichen Größenordnung, jedoch etwas höher bei den Betriebspunkten AIR10, AIR20 und OXY20 im Bereich von 2,5 bis 42,5 mm. Die relativen Standardabweichungen der Wandtemperatur liegen unter 0,055 % und die Signal-zu-Rausch-Verhältnisse sind größer 1000 für alle Betriebspunkte und alle Höhen. Auch die thermische Leitfähigkeit des Abgases der Flachflamme ist bei den AIR-beziehungsweise OXY-Betriebspunkten konstant. Des Weiteren fallen die Temperaturen an der Innenseite des Glases schneller ab als die an der Außenseite. Ab einer Höhe von ca. 35 mm bei AIR und 60 mm bei OXY sind die Außentemperaturen sogar höher als die der Innentemperaturen. Auch hierfür gibt es keine Erklärung, da diese Ergebnisse bedeuten würden, dass die Umgebungslufttemperatur ab einer bestimmten Höhe wärmer wäre als die Temperatur der Betriebspunktatmosphäre, was durch axialen Wärmetransport im Glas und durch die freie Konvektion auf der Außenseite geschehen müsste. Die Zusammensetzung der Atmosphäre könnte einen Einfluss haben, da der Phosphor bei den Außentemperaturmessungen mit Umgebungsluft in Kontakt kommt, bei welcher auch die Kalibrierung durchgeführt wurde und bei den Innentemperaturen das Abgas der Flachflamme in Kontakt mit dem Phosphor kommt. Um einen Einfluss des Glasdurchgangs des Laserstrahls (siehe Aufbau Abbildung 3.16) ausschließen zu können, wurde der Phosphor von der anderen Seite angeregt. Dabei wurde beim Betriebspunkt OXY20 eine identische Temperaturkurve im Vergleich zum ursprünglichen Aufbau gemessen.

3.9 Vergleich von Experiment und Simulation: Strömungs- und Temperaturfelder

Simulation

Das Strömungsfeld wird benötigt, um die Schlupfgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid zu bestimmen, die einen wesentlichen Einfluss auf die Verbrennung hat. Deshalb wurde eine Simulation des Strömungs und Temperaturfeldes mit der OpenSource CFD

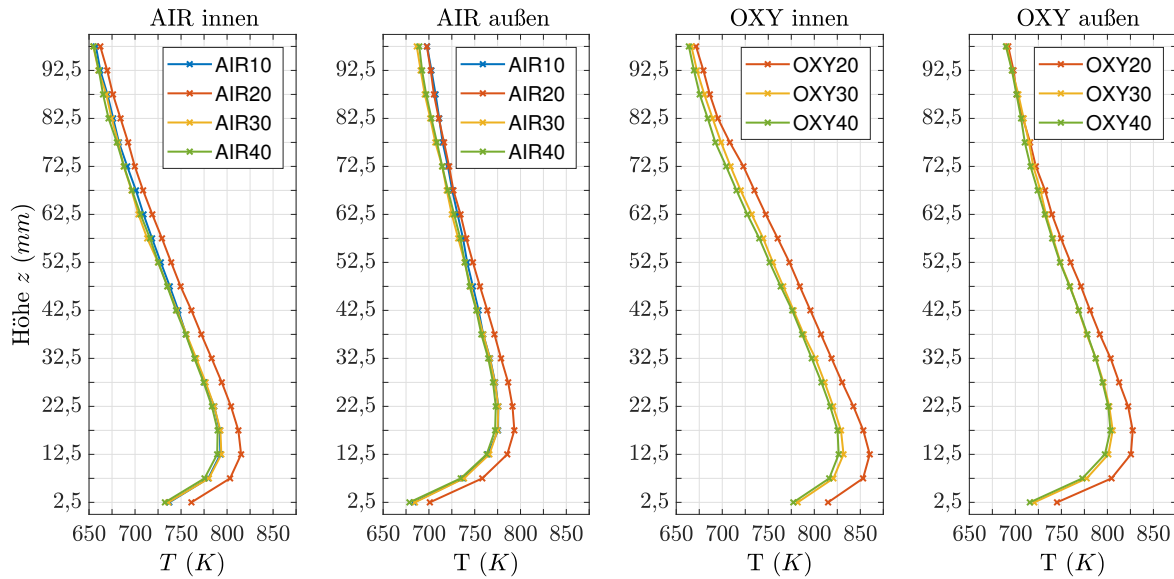


Abbildung 3.17: Ergebnisse der Wandtemperaturmessungen für alle Betriebspunkte. Dabei wurden die Innen- und Außentemperaturen der Quarzglasscheibe gemessen.

Software OpenFOAM 2.4.0 durchgeführt. Diese wurde von F. Ries³ bearbeitet. Stimmen die Temperaturfelder der Simulation gut mit den experimentell bestimmten Temperaturen überein, kann davon ausgegangen werden, dass die Strömungsfelder der Simulation stimmen. Die Verbrennung wird in dieser Berechnung nicht mitsimuliert. Dabei werden die Größen aus der Postflame-Region der 1D-Simulation als Eingangsgrößen benutzt und ab der Keramikoberfläche gerechnet. Das Abgas wird als homogenes einkomponentiges ideales Navier-Fourier-Gas behandelt. Die thermodynamischen Eigenschaften des Abgases werden mithilfe eines 7-Koeffizienten NASA-Polynoms für jede Abgaszusammensetzung angeglichen [105]. Ähnlich werden die Transporteigenschaften für jedes Gasgemisch basierend auf der Sutherland-Formel angenähert [106]. Die gemessenen Wandtemperaturen werden in einem Wandgrenzschichtmodell berücksichtigt. Desweiteren ist das P-1 Strahlungsmodell implementiert [107], in dem die Totalemissions- und -absorptionskoeffizienten der Gasgemische mit der Korrelation von Leckner berechnet werden [108]. Der Jet wird in der 3D-Simulation vernachlässigt. Diese Arbeit zeigt die über 40 Sekunden gemittelten Profile der Temperatur und Geschwindigkeit für ausgewählte Höhen und entlang der Zentralachse des Brenners.

Temperaturfelder

Das gemittelte Temperaturfeld und die Standardabweichung für den Betriebspunkt OXY20 ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Das Temperaturfeld ist nicht symmetrisch zur Zentralachse, da die Simulation wahrscheinlich noch nicht ganz konvergiert ist. Die Temperaturgrenzschicht nimmt mit zunehmendem Abstand zum Brennerkopf bei $z = 0 \text{ mm}$ zu. Die Temperatur entlang der Zentralachse nimmt unter 200° ab. Die Standardabweichung ist in der Grenzschicht deutlich höher als entlang der Zentralachse. In der Grenzschicht kommt es zu einer Pulsation, die den Temperaturverlauf entlang der Zentralachse je-

³Ries, Florian: Reaktive Strömungen und Messtechnik, Technische Universität Darmstadt.

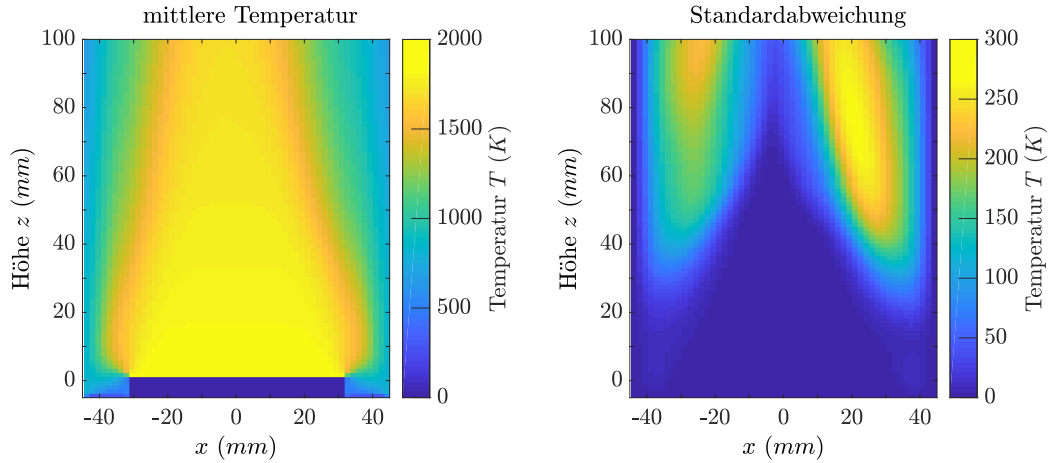


Abbildung 3.18: Simuliertes Temperaturfeld des Betriebspunktes OXY20. Dargestellt ist das gemittelte Temperaturfeld (links) und die Standardabweichung (rechts).

doch nicht beeinflusst. Die maximale Messhöhe der Kohlepartikel beträgt ca. 50 mm. Beim hier dargestellten Betriebspunkt ist die Ausdehnung der Grenzschicht und die Höhe der Standardabweichung am Größten im Vergleich zu den anderen OXY und AIR Betriebspunkten, wodurch sich eine Abhängigkeit der Grenzschichtbildung von der Eintrittsgeschwindigkeit zeigt. Beim Betriebspunkt OYX 20 ist diese am Geringsten (siehe Tabelle 3.3).

Abbildung 3.19 zeigt die Simulationsergebnisse der Temperatur entlang der Zentralachse für die AIR-Betriebspunkte im Vergleich zu den gemessenen Temperaturen mit TDLAS und CARS. Bei allen Betriebspunkten fällt die Temperatur langsamer ab als bei den Messungen. Da die TDLAS-Messungen eine mittlere Temperatur entlang der Absorptionsslinie, also von einer Glaswand zur anderen, bestimmen, wird die mittlere Temperatur entlang eines Pfades in x-Richtung über den Brennerquerschnitt bestimmt (rote Kreise). Diese stimmen sehr gut mit den TDLAS-Ergebnissen überein.

Der Vergleich der radialen Temperaturprofile ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Die Punkte entsprechen den gemessenen Temperaturen. Die gestrichelten Linien gleicher Farbe sind die dazugehörigen simulierten Temperaturen. Bei Messung und Simulation wird mit zunehmender Höhe die Temperatur des Plateaus um die Zentralachse niedriger und das Plateau nimmt in seiner räumlichen Ausdehnung ab. Die Breiten der Plateaus von Messung und Simulation auf derselben Messhöhe sind fast identisch. Die simulierte Temperatur liegt fast immer oberhalb der gemessenen Temperatur. Die Abweichungen der Plateautemperaturen zwischen Simulation und Experiment sind bei den Betriebspunkten AIR10, AIR20 und AIR40 bis zur Messhöhe bei 42,5 mm unter 50 K. Danach nehmen die Abweichungen weiter zu und betragen bei $z = 82,5$ mm ca. 100 K. Bei AIR30 beträgt die Abweichung bei $z = 42,5$ mm schon über 100 K. Wobei, wie schon zuvor beschrieben, die Standardabweichungen der CARS-Messungen auch teilweise über 50 K liegen. Im Partikelmessbereich bis ca. 50 mm ist eine gute Übereinstimmung von Simulation und Messung gegeben.

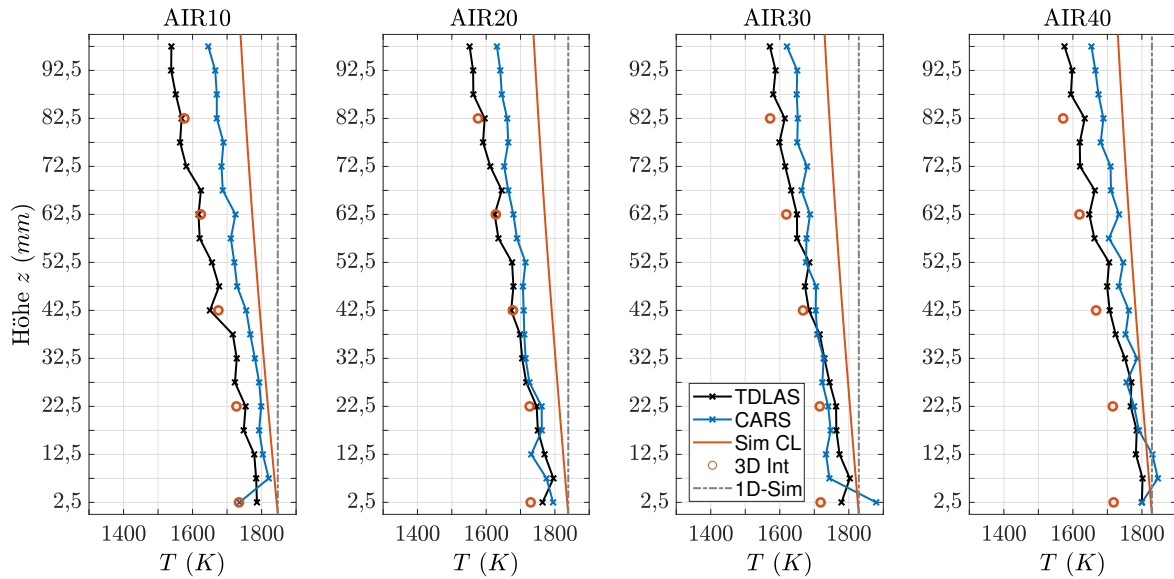


Abbildung 3.19: Simulierte und gemessene Temperaturen entlang der Zentralachse des Flugstromreaktors. Die roten Kreise sind die mittleren Temperaturen entlang eines Pfades über den Brennerquerschnitt.

Abbildung 3.21 vergleicht die TDLAS-Messungen mit der Simulation der OXY-Betriebspunkte. Die entlang des Pfades gemittelten simulierten Temperaturen stimmen wie auch schon bei den AIR-Betriebspunkten gut mit den TDLAS-Messungen überein. Der Betriebspunkt OXY30 weicht etwas stärker von den TDLAS-Messungen ab, folgt aber dem gleichen Trend. Die Standardabweichungen der pfadgemittelten Simulationstemperaturen aller Betriebspunkte nehmen mit der Höhe zu. Bei den AIR-Betriebspunkten beträgt die Standardabweichung maximal 25 K. Die Standardabweichungen nehmen weitaus stärker mit zunehmender Höhe zu, besonders der Betriebspunkt OXY20. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Ergebnissen der Standardabweichungen der TDLAS-Messungen (Abbildung 3.14). Diese nehmen ebenfalls ab ca. 42,5 mm stark zu, was darauf schließen lässt, dass

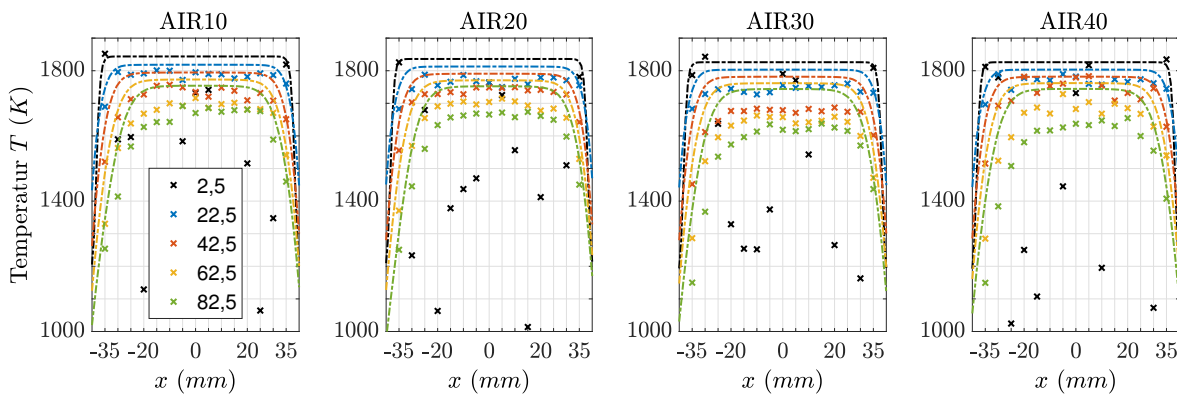


Abbildung 3.20: Simulierte und gemessene radiale Temperaturprofile für die AIR Betriebspunkte.

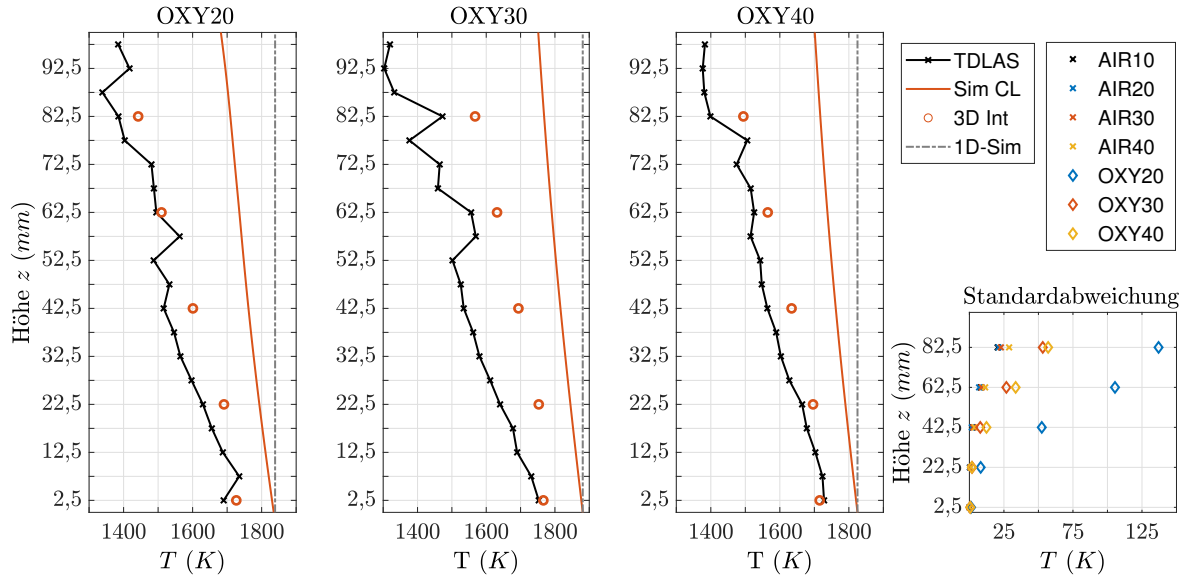


Abbildung 3.21: Simulierte und gemessene Temperaturprofile für die OXY-Betriebspunkte sowie die Standardabweichungen der integrierten Temperaturen aller Betriebspunkte für ausgewählte Höhen.

die Strömung im Wandbereich des Brenners sehr instabil ist und der Einfluss des Wandbereichs mit zunehmender Höhe größer wird.

Strömungsfelder

Die Geschwindigkeitsprofile aller Betriebspunkte entlang der Zentralachse sowie über den Brennerquerschnitt auf ausgewählten Höhen sind in Abbildung 3.22 dargestellt. Die AIR-Betriebspunkte zeigen bis zu einer Höhe von ca. 30 mm eine leichte Abnahme der Fluidgeschwindigkeit, bevor diese dann stärker zunimmt. Im Messbereich der Partikel bis ca. 50 mm liegt die Schwankung unter 0,1 m/s. Das AIR10- Geschwindigkeitsprofil ist ca. 0,1 m/s zu langsameren Geschwindigkeiten verschoben, bedingt durch die langsamere Postflame-Geschwindigkeit. Bei den OXY-Betriebspunkten nimmt die Geschwindigkeit anfangs weniger als 5 % ab und beschleunigt dann ab ca. 15 mm. Die Geschwindigkeitszunahme bis zu einer Höhe von 50 mm liegt bei den Betriebspunkten OXY30 und OXY40 bei unter 0,1 m/s. Der OXY20 beschleunigt aufgrund seiner langsameren Eintrittsgeschwindigkeit wahrscheinlich um ca. 0,15 m/s schneller bei ca. 50 mm. Die radialen Geschwindigkeitsprofile zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die Temperaturprofile mit der Höhe. Bei 62,5 mm beträgt die Plateaubreite immer noch ca. 30 mm, wodurch die Partikel auf der Zentralachse vom instabilen Strömungsbereich unbeeinflusst bleiben.

Die Simulationsergebnisse zeigen bezüglich der Temperatur eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen, weshalb die Ergebnisse der Geschwindigkeitsfelder als plausibel angenommen werden können. Im wandnahen Bereich nehmen die Instabilitäten im Temperatur- und Strömungsfeld ab einer Höhe von ca. 42,5 mm zu und der Bereich dehnt sich in Richtung Zentralachse aus. Da die Partikelmessungen nur bis zu einer Höhe von ca. 50 mm durchgeführt werden, kann das Geschwindigkeitsfeld entlang der Zentralachse als konstant angenommen werden. Diese Ergebnisse könnten auch die Ergebnisse

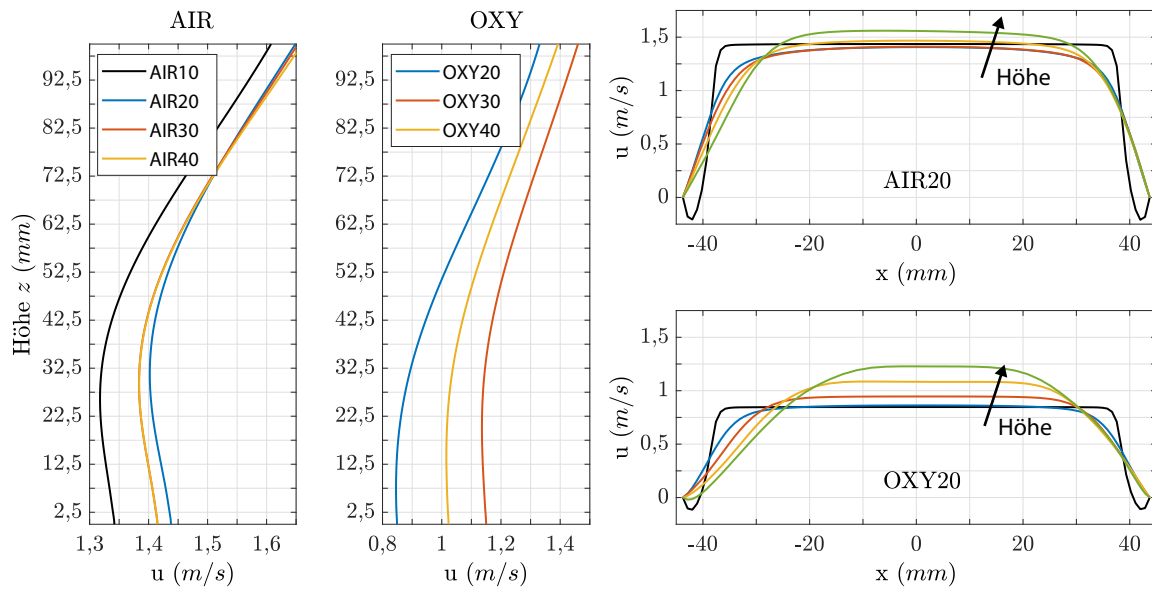


Abbildung 3.22: Simulierte Geschwindigkeitsprofile entlang der Zentralachse aller Betriebspunkte sowie radiale Geschwindigkeitsprofile für AIR20 und OXY20 bei ausgewählten Höhen.

der Wandtemperaturmessungen erklären, da der Wärmetransport im wandnahen Bereich durch die Instabilitäten beeinflusst wird (siehe 3.8.2).

Jetströmung und Partikelaustrittsgeschwindigkeiten

Die Bulkgeschwindigkeit im Jettröhrchen für den Partikeltransport beträgt $0,54 \text{ m/s}$ für alle Betriebspunkte. Die Reynoldszahl der Rohrströmung beträgt 272 und die Einlaufstrecke ist mehr als das dreihundertfache des Rohrdurchmessers von $0,8 \text{ mm}$, weshalb von einer voll ausgebildeten Rohrströmung ausgegangen werden kann. Durch Anwendung des Hagen-Poiseuille-Gesetzes ergibt sich eine maximale Rohrströmungsgeschwindigkeit von $2 \cdot u_{\text{bulk}} \text{ m/s}$. Beim Eintritt in den Brennerraum bildet sich ein Freistrah aus dessen Kernlänge ca. 5 mm lang ist und damit länger als die Entfernung zur Flammenfrontposition über der Keramik, weshalb der Partikel bis zur Flammenfront seine Austrittsgeschwindigkeit aus dem Rohr beibehält [109]. Der Freistrah wird wahrscheinlich durch die Reaktionszone der Flamme weitestgehend aufgelöst und dabei findet eine Angleichung der Geschwindigkeiten mit der umgebenden Postflamngeschwindigkeit statt.

Kapitel 4

Verwendete Brennstoffe

Für die Untersuchung der Verbrennung von Einzelpartikeln werden drei Steinkohlen und eine Braunkohle untersucht. Die meisten Messungen werden mit einer kolumbianischen Steinkohle (Abkürzung SK) durchgeführt. Des Weiteren standen zwei nordamerikanische Steinkohlen zur Verfügung. Die Pittsburgh No. 8 (Abkürzung PT) ist eine in der Literatur oft verwendete Kohle [25, 30, 110]. Die dritte Steinkohle ist die US high sulfer (Abkürzung US). Die verwendete Rheinische Braunkohle (Abkürzung RB) stammt aus dem Tagebau Hambach. Darüber hinaus fanden auch Messungen mit der Anthrazitkohle Ibbenbüren (Abkürzung SI) statt. Die Ergebnisse der Immediat- sowie Elementaranalyse sind in Tabelle 4.1 aufgelistet und wurden aus der Literatur entnommen [91, 111–114].

Diese Werte werden durch Standardtestverfahren nach ASTM und DIN bestimmt. In Industrieverfeuerungsanlagen und dem hier verwendeten Flugstromreaktor sind die Temperaturen und Aufheizraten viel höher und die Verweilzeiten kürzer, wodurch der Volatilengehalt höher ist [115]. Laut Gröner kann der Volatilenanteil 1,3 bis 2 Mal so hoch sein [116]. Zusätzlich ist der Volatilengehalt auch von der Partikelgröße und dem Druck abhängig [117]. Heuer hat bei seinen Pyrolyseexperimenten im Fallrohrreaktor der kolumbianischen Steinkohle SK einen Volatilenanteil $0,6 \text{ kg/kg}$ gemessen. Die Messungen fanden in Argon bei einer Reaktortemperatur von 1573 K statt [91].

Die Kohlen wurden zu Größenfraktionen von 63 bis $90 \text{ }\mu\text{m}$, 90 bis $125 \text{ }\mu\text{m}$ und 160 bis $200 \text{ }\mu\text{m}$ gesiebt. Die Größenfraktionen erhalten im weiteren Nummern von 1 bis 3. SK2 entspricht dann der kolumbianischen Steinkohle mit einer Partikelgrößenverteilung von 90 bis $125 \text{ }\mu\text{m}$. Abbildung 4.1 zeigt die gemessenen Partikelgrößenverteilungen nach dem

Tabelle 4.1: Immediat- und Elementaranalyse der eingesetzten Brennstoffe. ¹ wasserfrei, trocken; ² wasser- und aschefrei. A=Asche; V=Volatilen, C=Kohlenstoff, H=Wasserstoff, N=Stickstoff, O=Sauerstoff.

Brennstoff	$w(A)^1$ [%kg/kg]	$w(V)^2$ [%kg/kg]	$w(C)^2$ [%kg/kg]	$w(H)^2$ [%kg/kg]	$w(N)^2$ [%kg/kg]	$w(O)^2$ [%kg/kg]
SK	$7,95 \pm 0,08$	$40,4 \pm 1,3$	$73,5 \pm 0,4$	$4,88 \pm 0,1$	$1,80 \pm 0,06$	$19,3 \pm 0,5$
BK	$4,03 \pm 0,08$	$54,4 \pm 1,7$	$67,7 \pm 0,4$	$4,42 \pm 0,1$	$0,90 \pm 0,06$	$26,2 \pm 0,5$
PT	7,0	35,9	82,9	5,6	1,6	7,7
US	9,33	37,30	72,91	4,97	1,25	unbekannt
SI	12,83	7,78	90,9	3,34	0,96	unbekannt

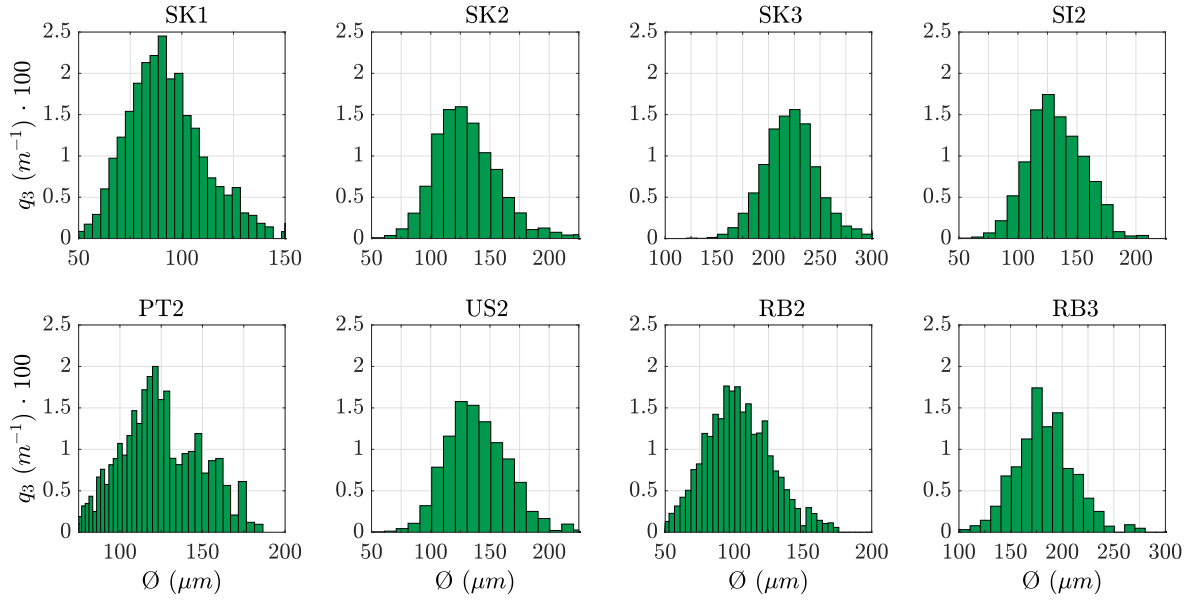


Abbildung 4.1: Gemessene Partikelgrößenverteilung nach dem Sieben.

Sieben. Bei allen Größenverteilungen ist eine breitere Verteilung als die durch die Siebung vorgegebene Größenverteilung erkennbar. Bei allen Kohlen sind die Verteilungen in Richtung eines größeren Durchmessers verschoben und zeigen keine gaußförmige Verteilung. Da die Partikel von Natur aus nicht rund sind, können auch größere Partikel durch die Maschen des Siebes gelangen. Ist ein Partikel beispielsweise ein Rotationsellipsoid, muss nur die kurze Halbachse kleiner als die halbe Maschenweite des Siebes sein, um durch die Masche zu fallen. Die Durchmesser der Kohlen wurden mit statischer digitaler Bildanalyse bestimmt. Ein weiteres Verfahren ist die Methode der Laserbeugung. Durch die beiden Verfahren werden unterschiedliche Ergebnisse erreicht [118–120]. Digitale Bildanalyse besitzt ein höheres Auflösungsvermögen und eine höhere Nachweisempfindlichkeit. Laserbeugung beruht auf der Annahme, dass alle Partikel rund sind, was in der Realität bei Kohlepartikeln nicht der Fall ist. Bei der digitalen Bildanalyse kann die Form des Partikels in der Berechnung eines äquivalenten Durchmessers (z.B.: Heywood-Durchmesser, Feret-Durchmesser) berücksichtigt werden. Auch können bei der digitalen Bildanalyse Einzelpartikel betrachtet werden. Das Beugungssignal entsteht hingegen aus der Mittelung mehrerer Partikel im Laserstrahlvolumen, wodurch einzelne Partikel nur bei sehr geringer Partikeldichte betrachtet werden können [118]. Wilson et al. haben gezeigt, dass die Partikelverteilungen gemessen mit digitaler Bildanalyse schmäler sind und dass die Verteilung bei Laserbeugung zu kleineren Durchmessern verschoben ist im Vergleich zur Bildanalyse [119]. Ilic et al. sind zu dem Ergebnis gekommen, dass Laserbeugung ein ausreichendes Ergebnis liefert, jedoch digitale Bildanalyse die irreguläre Partikelform besser berücksichtigt in der Partikelgrößenbestimmung [120].

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau und Datennachbereitung

Das folgende Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau zur Untersuchung der Volatilenabbrandphase von Kohlepartikeln in Abhängigkeit des Brennstoffs und der Verbrennungsatmosphäre. Zwei hochauflösende Hintergrundbeleuchtungssysteme (engl. DBI Diffuse backlight illumination) BL1 und BL2, die senkrecht zueinander angeordnet sind, dienen zur Erfassung der Partikelgröße und -form sowie zur Detektion von Mikropartikeln, die während der Verbrennung von Steinkohlen hauptsächlich entstehen. Ein PTV-System (PM) (engl. Particle Motion), welches ebenfalls eine Hintergrundbeleuchtung nutzt, zeichnet die Partikelbewegungstrajektorie auf. Der Zündzeitpunkt und die Flammenfront um den Partikel werden mit OH-PLIF zeitaufgelöst detektiert (OH). Eine weitere Kamera nimmt das Lumineszenz-Signal des Partikels zeitlich auf (LU). Abbildung 5.1 zeigt das CAD Modell des experimentellen Gesamtaufbaus.

Eine genauere Beschreibung der Synchronisierung und der einzelnen Messsysteme befindet sich in den nächsten Abschnitten sowie in den Erläuterungen zur Datennachbereitung und zur Charakterisierung jedes Systems.

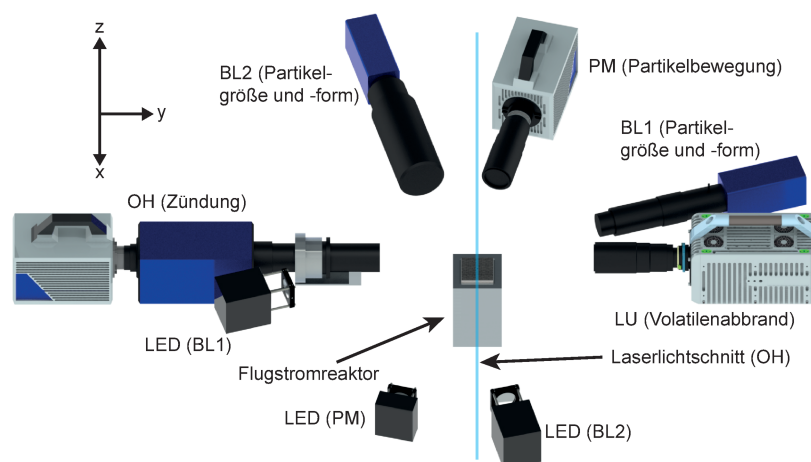


Abbildung 5.1: CAD Modell des experimentellen Aufbaus.

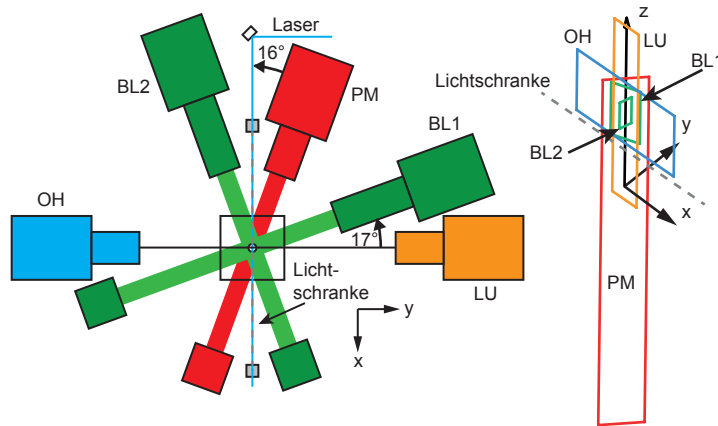


Abbildung 5.2: Skizze des experimentellen Aufbaus. Rechts: Dreidimensionale Ansicht der Sichtfelder der Kamerasysteme (FOVs).

5.1 Positionierung, Datenaufnahme und Synchronisierung

Alle Detektionssysteme sind ortsfest. Der Flugstromreaktor wird in z-Richtung verschoben, um auf verschiedenen Höhen über dem Brennerkopf Messungen durchzuführen, was dann unterschiedlichen Zeitpunkten des Volatilenabbrands entspricht. Abbildung 5.2 links zeigt eine schematische Anordnung der Detektionssysteme. Der Winkel zwischen den optischen Achsen des LU-Systems und den BL1-System beträgt ca. 17° und BL2 ist im rechten Winkel zu BL1 angeordnet. Zwischen dem PM-System und LU beträgt der Winkel ca. 75° . LU und OH blicken senkrecht auf den Laserlichtschnitt von OH. Auf der gleichen Ebene wie der Laserlichtschnitt ist der Laserstrahl der Lichtschranke angeordnet. Die z-Position befindet sich ca. 3 mm vor der Unterkante des Laserlichtschnitts. Der Durchmesser des Lichtschrankenstrahls beträgt im Fokus unter $50\text{ }\mu\text{m}$ und ist damit ungefähr halb so groß wie die Dicke des Laserlichtschnitts mit unter $100\text{ }\mu\text{m}$. Die Lichtschranke besteht aus einem fasergekoppelten CW-Laser bei 675 nm (siehe Abbildung 5.3). Der Laserstrahl wird durch optische Elemente im Brennermittelpunkt fokussiert. Die Signalintensität wird von einer Photodiode detektiert und mit einem FPGA aufgezeichnet und analysiert. Wenn ein Partikel die Lichtschranke durchbricht, fällt das Signal der Lichtschranke unter einen Schwellwert und die FPGA gibt ein Triggerreferenzsignal an die Kameras weiter, die dann ein Sequenzbild speichern.

Die dreidimensionale Anordnung der Sichtfelder (FOVs) ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Alle FOVs überlappen sich in der Messhöhe. Durch die hohe Auflösung von BL1 und BL2 sind diese FOVs kleiner 6 mm und liegen in der Mitte des Laserlichtschnitts und damit in der Mitte des OH FOVs. Das ca. 20 mm hohe LU FOV ist ebenfalls mittig zum Laserlichtschnitt ausgerichtet. Um die Partikeltrajektorie vom Eintritt der Partikel in den Brenneraum bis zur Messebene über dem Brennerkopf zu erfassen, ist das ca. 40 mm hohe FOV von PM in negative z-Richtung verschoben und überlappt minimal die obere Kante des OH FOVs.

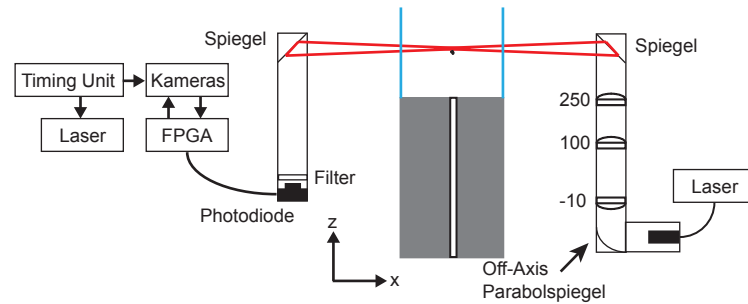


Abbildung 5.3: Skizze des Aufbaus der Lichtschranke.

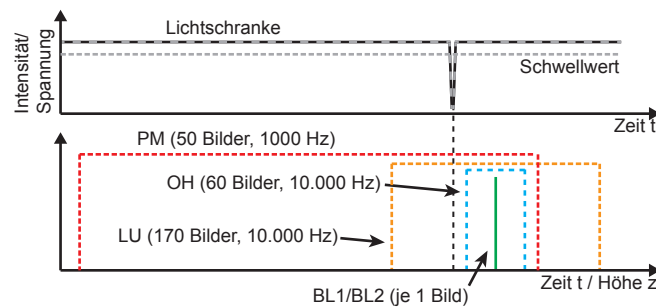


Abbildung 5.4: Triggerschema der Detektionssysteme.

Alle Kamerasysteme sind zeitlich auf das Auslösen der Lichtschranke synchronisiert. Alle Highspeedsysteme, also OH, LU und PM, laufen im Loop-Modus. Nach dem First-in-First-out-Prinzip schreiben sie kontinuierlich bei einer bestimmten Frequenz eine bestimmte Anzahl an Bildern in ihren Speicher. Erhalten die Kameras einen Trigger von der FPGA, wird eine vordefinierte Anzahl an Bildern vor und nach dem Trigger weggeschrieben. Die Anzahl der aufgenommenen Bilder, die Aufnahme­frequenz und die zeitliche und räumliche Anordnung der Sequenzen/FOVs im Bezug auf das Triggersignal der Lichtschranke sind in Abbildung 5.4 dargestellt. BL1 und BL2 machen in jeder Sequenz (Auslösung der Lichtschranke durch einen Partikel) nur ein Bild, wobei die anderen Systeme eine Bildserie aufnehmen.

5.2 Hochaufgelöste, diffuse Hintergrundbeleuchtung zur Messung der Partikeleigenschaften

Um eine möglichst akkurate Brennstoffpartikelgröße und -form zu erhalten, sind zwei DBI-Systeme im rechten Winkel zueinander angeordnet. Eine Beschreibung der Funktionsweise von DBI befindet sich in Abschnitt 2.4.1.

5.2.1 Datenaufnahme

Die beiden eingesetzten Messsysteme ähneln sich in ihrem Aufbau. Wie oben bereits erwähnt, werden diese im Weiteren mit BL1 und BL2 abgekürzt. Die Rohdaten werden mit der Kamerasoftware Camware von PCO aufgenommen.

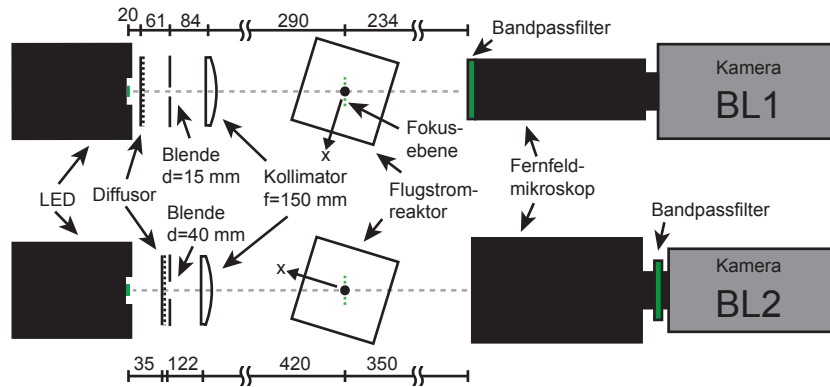


Abbildung 5.5: Skizze des experimentellen Aufbaus von BL1 und BL2.

BL1

Der Aufbau von BL1 ist in Abbildung 5.5 oben skizziert. Als Lichtquelle wird das LED Pulsing System der Firma iLA 5150 GmbH genutzt, welches aus dem LED-Kopf und der Steuereinheit besteht. Im Kopf ist ein grüner Hochleistungs-LED-Chip des Typs Luminus PT-121-TE verbaut. Dieser weist eine emittierende Querschnittsfläche von 12 mm^2 auf. Die dominante Wellenlänge liegt bei 525 nm mit einer spektralen Bandbreite (FWHM 50% des maximalen Lichtstroms) von 34 nm . Die maximale Wiederholrate beträgt 16 kHz mit einer minimalen Pulslänge von $1 \mu\text{s}$. Vor den LED-Kopf ist eine Diffusionsscheibe mit feinem Streumuster, eine Blende mit einer Öffnung von 15 mm und eine Kollimationslinse mit einer Brennweite von 150 mm angebracht, um einen möglichst homogenen Lichtkegel im Messvolumen zu erzeugen. Die Aufnahmeeinheit besteht aus einer CCD-Kamera PCO1600 und einem Fernfeldmikroskop Infinity-K2 Distamax. Die 14 Bit Kamera hat eine Auflösung von 1600×1200 Pixel mit einer Pixelgröße von $7,4 \mu\text{m}^2$. Die maximale Bildwiederholrate beträgt $29,8$ Bilder pro Sekunde (fps). Das Fernfeldmikroskop wird mit dem 1/B-Objektivaufsatz verwendet und ein Arbeitsabstand von 234 mm eingestellt. Ein Bandpassfilter der Firma Edmund Optics mit einer Zentralwellenlänge von 525 nm und einer Halbwertsbreite von 51 nm befindet sich vor dem Objektiv, um die Breitbandstrahlung der brennenden Feststoffpartikel abzuschirmen. Die Pulslänge der LED beträgt während der Messungen $5 \mu\text{s}$ und ist zeitlich in die Mitte der $20 \mu\text{s}$ langen Belichtungszeit der Kamera gesetzt.

BL2

Der Aufbau von BL2 ist in Abbildung 5.5 unten dargestellt. Das LED-Belichtungssystem von BL2 ist identisch zu BL1, lediglich die Abstände der Optiken und die freie Apertur der Blende mit 40 mm weichen voneinander ab. Das Detektionssystem besteht aus einer 12 Bit-CCD-Kamera PCO sensicam qe und einem Fernfeldmikroskop QUESTAR QM 100. Die Auflösung der Kamera beträgt 1376×1040 Pixel mit einer Pixelgröße von $6,45 \mu\text{m}^2$. Die maximale Bildwiederholrate beträgt 10 Hz . Der Arbeitsabstand des Fernfeldmikroskops beträgt 350 mm . Der eingesetzte Bandpassfilter entspricht dem von BL1. Der $10 \mu\text{s}$ lange LED-Puls ist auch hier in die Mitte der $20 \mu\text{s}$ langen Belichtungszeit positioniert.

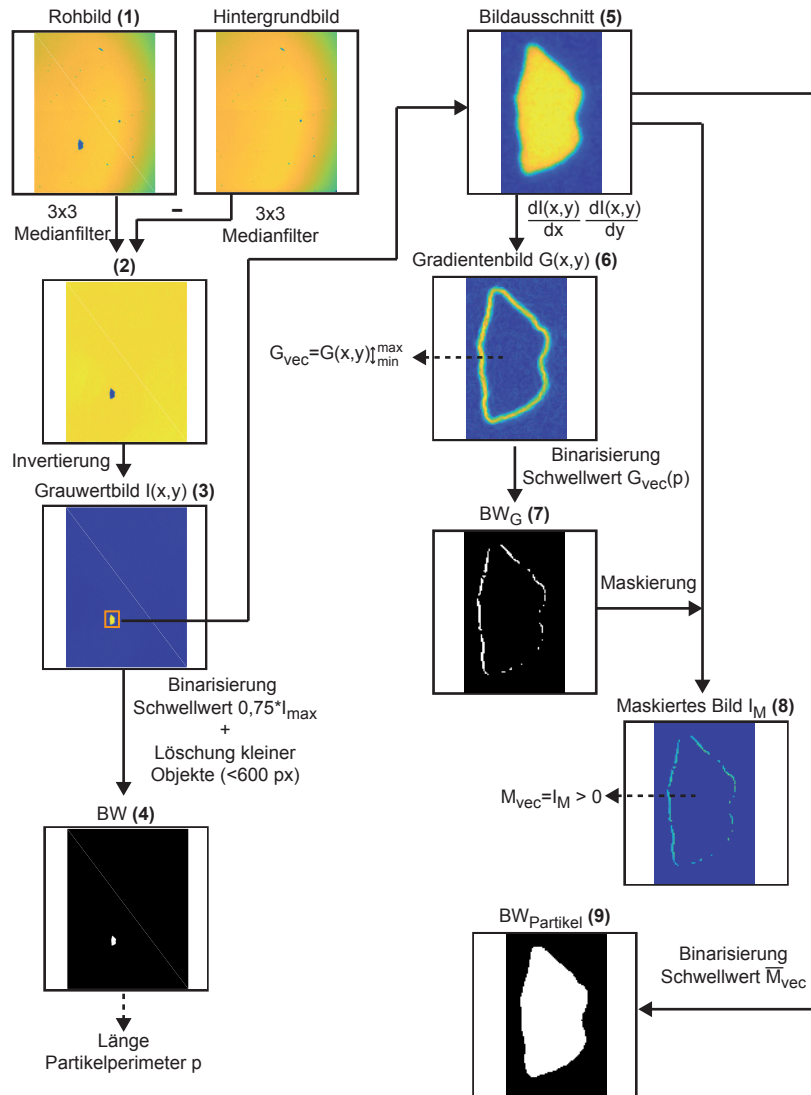


Abbildung 5.6: Ablaufplan der Datennachbereitung von BL1 und BL2.

5.2.2 Datenaufbereitung

Für die Aufbereitung der Daten wird eine eigens programmierte Auswerteroutine in MATLAB¹ eingesetzt. Abbildung 5.6 zeigt ein Flussdiagramm mit Beispielbildern der Auswerteroutine. Die fettgedruckten Ziffern in Klammern entsprechen den nummerierten Bildern in Abbildung 5.6.

Zuerst wird auf das Rohbild (1) ein 3x3-Medianfilter zur Rauschreduzierung angewendet, um danach das ebenfalls gefilterte Hintergrundbild abzuziehen. Das Hintergrundbild wird vor der Zündung des Einzelpartikelbrenners auf einer Höhe mit identischen Einstellungen wie bei den Partikelmessungen aufgenommen, sodass keine Partikel im Messvolumen anwesend sind. Verschmutzungen auf den Optiken, die aufgenommen werden und auch auf

¹MATLAB, Release 2017b

den Rohbildern vorhanden sind, sind jedoch erkennbar und werden durch die Subtraktion beider Bilder eliminiert. Das gefilterte Bild (2) wird im nächsten Schritt invertiert, wodurch die Pixel, in denen ein Objekt im Strahlengang abgebildet wird, einen positiven Intensitätswert/Grauwert aufweisen und alle anderen Pixel um Null rauschen (3). Im nächsten Schritt wird eine grobe Detektion der Partikel durchgeführt, um die Anzahl der Partikel im betrachteten Bild zu erhalten. Hierzu wird das Bild (3) binarisiert. Der Schwellwert beträgt 75 % des maximalen Intensitätswerts aus Bild (3). Zusätzlich werden alle Objekte, die kleiner als 600 Pixel (Rußagglomerationen und Partikelfragmentationen) sind, gelöscht (4). Befindet sich nur ein Partikel im Bild, wird eine erste Approximation der Länge des Partikelperimeters p ermittelt und ein Bildausschnitt (ROI, engl.: Region of Interest), in dem der Partikel detektiert wurde, festgelegt. Da im Weiteren lediglich ein relevanter Bildausschnitt untersucht wird, verringert sich die Rechenzeit für die folgenden Operationen maßgeblich. Auf diesem Bildausschnitt (5) wird ein Sobel-Operator, der die erste Ableitung der Grauwerte berechnet, angewendet, um ein Gradientenbild (6) zu erhalten. Die Gradientenwerte $G(x,y)$ der einzelnen Pixel werden in einem Vektor G_{vec} absteigend nach Wert sortiert. Der Wert an der Stelle p $G_{vec}(p)$ wird als Schwellwert zur Binarisierung von Bild (6) eingesetzt. Das binarisierte Gradientenbild (7) dient als Maske für den Bildausschnitt (5). Aus den maskierten Pixeln in Bild (8) wird der Mittelwert gebildet. Dieser stellt den Schwellwert \overline{M}_{vec} für die Binarisierung des Bildausschnitts (5) dar. Der bestimmte Schwellwert ist unempfindlich gegenüber Partikelgrößen, Bildgrößen, Hintergrundintensitäten und der inhomogenen Gradientenstärke entlang des Partikelperimeters. Dabei müssen die ausgewählten Pixel zur Schwellwertbildung nicht zwingend eine geschlossene Kurve um den Partikel bilden, wie in Bild (7) zu erkennen ist. Berechnungsmethoden zur Schwellwertbestimmung wie die nach Otsu [121] können Perimeter von Objekten mit inhomogener Intensitätsverteilung nur bedingt detektieren. Durch die Einbeziehung der abgeschätzten Perimeterlänge in die Berechnung ist das hier erläuterte Vorgehen unabhängig von der Objektgröße und der Bildausschnittsgröße. Abschließend wird nur die Struktur gespeichert, in der I_{max} liegt, sodass alle übrigen, meist kleineren Objekte gelöscht werden.

5.2.3 Charakterisierung der Messsysteme

Homogenität der Hintergrundbeleuchtung

DBI-Systeme zeichnen sich durch eine homogene Ausleuchtung des Messvolumens sowie geringe Intensitätsschwankungen von Bild zu Bild aus. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass LED-Lichtquellen meist nicht punktförmig sind. Das hier eingesetzte LED-System weist einen $4 \times 3 \text{ mm}^2$ großen LED-Chip mit einer inhomogenen Intensitätsverteilung über die Fläche, sowie eine winkelabhängige Intensitätsverteilung auf. Durch den eingesetzten Diffusor und den Kollimator soll die Hintergrundbeleuchtung in der Fokusebene der Objektive möglichst homogen sein. Um dies zu erreichen, werden Lichtkegel mit Durchmessern von ungefähr dem Zehnfachen der Sichtfelddiagonalen der Kameras erzeugt, welches nur wenige Quadratmillimeter beträgt. Dadurch wird weniger als 1 % der Strahlung der LEDs genutzt. Der Mittelwert des Dunkelrauschens der PCO1600 über 50 Bilder liegt bei 411 *counts* mit einer Standardabweichung von 32 *counts* und bei der PCO Sensicam bei 52 *counts* mit einer Standardabweichung von 1,3 *counts*. Hierbei wird darauf hingewiesen,

dass die angegebenen Werte durch Mittelwertbildung der Intensitäten aller Pixel des Kamera-Chips berechnet werden, jeder Pixel jedoch ein individuelles Dunkelrauschverhalten aufweist. Abbildung 5.7 zeigt die über 50 Bilder gemittelte Grauwertverteilung der Hintergrundbeleuchtung von BL1 und BL2 sowie das gemittelte horizontale und vertikale Intensitätsprofil durch den Bildmittelpunkt. Desweiteren sind auch die minimalen und maximalen Werte je Pixel aufgetragen. Die Intensitäten von BL1 sind höher als die von BL2, da das Fernfeldmikroskop von BL1 lichtstärker als das von BL2 ist. Der Dynamikbereich des BL2-Systems ist höher als bei BL1, da im letzteren System eine 14 bit Kamera eingesetzt wird.

Auf beiden Bildern sind nicht entfernbare Verunreinigungen auf den Linsen der Objektive sehr gut zu erkennen. Die Intensitätsverteilung ist nicht homogen über das FOV, was auch an den vertikalen und horizontalen Intensitätsprofilen erkennbar ist. Der in Abschnitt 5.2.2 erläuterte Auswertealgorithmus arbeitet trotz der detektierten Abweichungen robust. Die Hintergrundbeleuchtung von BL2 weist gegenüber BL1 ein deutlich homogeneres Intensitätsprofil auf. Der minimale Intensitätseinbruch bei Pixelposition 600 im horizontalen Intensitätsprofil von BL1 erklärt sich durch Verunreinigungen in diesem Bereich. Durch den Abzug des Hintergrunds vom Messbild werden die Verunreinigungen weitestgehend eliminiert, da diese ortsfest sind. Die Messsysteme von BL1 und BL2 haben Bild-zu-Bild-Schwankungen der Intensität von bis zu $\pm 4,5$ % für BL2 und $\pm 5,0$ % für BL1 im Vergleich zu den Mittelwerten. Diese Schwankungen setzen sich aus den Schuss-zu-Schuss-Schwankungen der LEDs sowie dem Photonenrauschen der Kameras zusammen. Durch Abzug des über 50 Bilder gemittelten Hintergrunds kann es zu einer Über- (negative Grauwerte) oder Unterkorrektur kommen. Da der eingesetzte Auswertealgorithmus gradientenbasiert, statt auf die Absolutintensität bezogen, arbeitet, haben Schwankungen in der Intensität der Belichtung nur marginale Auswirkungen auf die Gestalt des Gradientenbildes und damit auf die Robustheit der Schwellwertdefinition.

Räumliche Auflösung

Da die untersuchten Feststoffpartikel nicht immer derselben Stromlinie folgen, werden sie auch nicht immer fokussiert abgebildet, was in den Ergebnissen aus Abschnitt 5.2.6 zu erkennen ist. Deshalb ist es notwendig, die räumliche Auflösungsgrenze in einem bestimmten Abstand zur Fokusebene zu kennen, sowie daran angeknüpft die Schärfentiefe der Systeme zu bestimmen. Ist der Partikel unscharf abgebildet, kann der Partikelperimeter und damit alle weiteren Parameter wie Partikelgröße und -form nicht mehr exakt bestimmt werden und muss aus der Statistik entfernt werden. Die Auflösungsgrenze bestimmt ebenfalls, welche Strukturen des Partikelperimeters noch exakt abgebildet werden können, was im nächsten Abschnitt untersucht wird. Die räumliche Diskretisierung der Kamera wird mit einem hochauflösendem Punkttarget, im Folgenden Mikrotarget genannt, durchgeführt. Dieses verfügt über 25×25 Bohrungen mit einem Durchmesser von $100 \mu m$, die einen Abstand der Mittelpunkte von $200 \mu m$ besitzen. Die Dicke des Mikrotargets beträgt weniger als $50 \mu m$. Da nur sehr geringe Verzerrungen auf den Targetbildern zu erkennen sind, wird eine globale Diskretisierung vorgenommen. Für BL1 beträgt diese $3,33 \mu m/px$ und für BL2 $1,79 \mu m/px$.

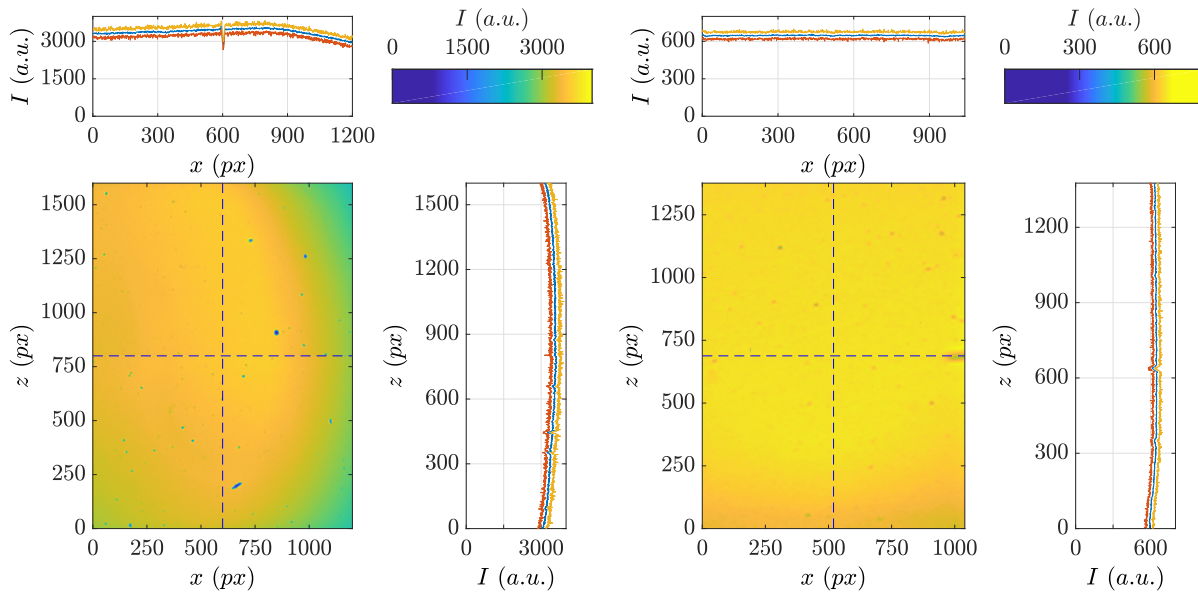


Abbildung 5.7: Hintergrundbilder von BL1 (links) und BL2 (rechts) über 50 Bilder gemittelt, sowie vertikale und horizontale Grauwertprofile. Blau: Mittelwert; Orange: Maximum; Rot: Minimum.

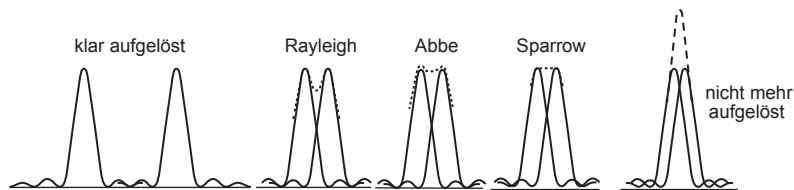


Abbildung 5.8: Kriterien der räumlichen Auflösung bestimmt mit einer Airy-Scheibe nach Hecht [123].

Lord Rayleigh führte als erster 1879 eine Definition für die Auflösung eines optischen Systems ein und bezieht sich auf die Fähigkeit zwei Punktlichtquellen bei einem bestimmten Abstand noch getrennt voneinander wahrnehmen zu können [122, 123]. Dabei darf die Intensität im lokalen Minimum zwischen den beiden Lichtquellen nicht größer als das $8/\pi^2$ -fache (81 %) der Intensität einer Punktlichtquelle sein. Abbildung 5.8 stellt dies grafisch dar. Das Rayleigh-Kriterium bezieht sich auf das menschliche Auge, welches durch einen kreisförmigen Lochspalt beschrieben werden kann und ist in der Literatur für die Charakterisierung digitaler Kamerasysteme anerkannt [123]. Ein weiteres Kriterium ist das Abbe-Kriterium. Zwei Lichtquellen sind gerade noch unterscheidbar, wenn das lokale Minimum zwischen beiden Intensitätsmaxima gerade noch zu erkennen ist. In dieser Arbeit muss die Intensität des lokalen Minimums unter 97 % der Intensität der Lichtquellen liegen, um dieses Kriterium zu erfüllen. Beim Sparrow-Kriterium können Punktlichtquellen noch unterschieden werden, wenn das lokale Minimum zwischen den beiden Quellen verschwindet und sich ein Plateau bildet (Abb 5.8). Der Grenzwert des Auflösungsvermögens liegt bei 1,06.

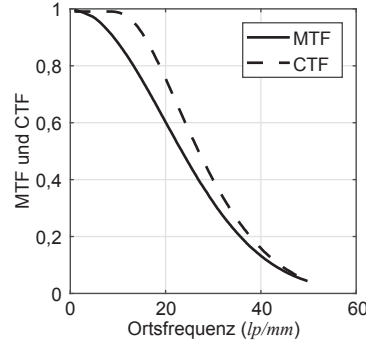


Abbildung 5.9: Vergleich der Antwortfunktionen CTF und MTF eines optischen Systems (angepasst aus [124]).

Ein wichtiger Parameter zur Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens ist der Kontrast, auch Modulation M genannt [123].

$$M = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (5.1)$$

Ein optisches System kann durch eine Modulation-Übertragungsfunktion (MTF) beschrieben werden. Die MTF ist ein Maß für die Fähigkeit eines optischen Systems, den Kontrast oder die Kanten mit einer bestimmten räumlichen Auflösung auf die Bildebene zu übertragen. Das Eingangssignal zur Bestimmung der MTF ist idealerweise sinusförmig [123]. Jedoch werden oft sprunghafte Eingangssignale wie ein US Airforce Target eingesetzt, um die MTF zu bestimmen. Das Übertragungsverhalten eines sprunghaften Eingangssignals (periodisches Schwarz-Weiß-Muster mit instantaner Intensitätsänderung) wird eigentlich mit einer Kontrast-Übertragungsfunktion (CTF) beschrieben [124, 125]. Der Kontrast als Funktion der Ortsfrequenz wird als Kontrast- bzw. Modulationsübertragungsfunktion bezeichnet. Die Ortsfrequenz beschreibt die Anzahl der Perioden pro Längeneinheit und hat im Bezug auf die räumliche Auflösung die Einheit Linienpaare (schwarz/weiß) pro Millimeter (lp/mm). Abbildung 5.9 zeigt eine theoretische CTF und MTF eines Bildgebungssystems. Die Verläufe von CTF und MTF sind ähnlich. Die CTF-Kurve ist nach rechts verschoben, wodurch sich auch die Auflösungsgrenze zu mehr Linienpaaren pro Millimeter verschiebt. Die experimentell bestimmte CTF weicht jedoch von der theoretischen ab. Dies kann durch den nicht idealen Schwarz-Weiß-Kontrast des aufgedruckten Streifenmusters auf dem Target, durch Aliasing oder durch Ausrichtung des Targets in Bezug auf die Pixelausrichtung der Kamera begründet sein [124].

In dieser Arbeit wird zur Bestimmung der räumlichen Auflösungsgrenze ein Schwarz-Weiß-Kontrast-Siemensstern eingesetzt, der in Richtung der optischen Achse um die Fokusebene verschoben wird. Die Abstände der optischen Elemente stimmen mit denen des Messaufbaus aus 5.2.1 annähernd überein. Als Referenz wird der Siemensstern und das Shadowgraphy-Target in der Fokusebene des Messaufbaus aufgenommen und die Pixeldiskretisierung miteinander verglichen. Die Pixeldiskretisierung betrug bei der Charakterisierung $3,13 \mu m$ für BL1 und $1,70 \mu m$ für BL2 und ist somit bei beiden Systemen ca. 5 % höher als bei den Messungen im Brenner. Da diese Tests nicht in einer Heißgasatmosphäre statt-

finden konnten und ohne Glasscheiben durchgeführt wurden, sind die auf dem Kamerachip detektierten Intensitäten etwas höher als im späteren Experiment. Deshalb werden die Intensitäten der Charakterisierung auf die Intensitäten des Messaufbaus skaliert. Die aufgenommenen Siemenssternbilder werden anschließend mit einem Code von P. Kovesi² in Polarkoordinaten transformiert. Im nächsten Schritt wird der Kontrast nach Gleichung 5.1 bestimmt, um daraufhin die CTF zu berechnen. Für die Bestimmung der Auflösungsgrenze werden das Abbe- und das Rayleigh-Kriterium verwendet. Ein weiterer Grenzwert ist das Auftreten von Aliasing-Effekten, wodurch die Auflösungsgrenze fälschlicherweise höher berechnet wird als sie eigentlich ist. Dieser Effekt wird später genauer erläutert. In jedem Messpunkt entlang der optischen Achse werden 10 Bilder vom Siemensstern aufgenommen. Die Koordinatenachse ist in Richtung des Detektionssystems positiv. Die Belichtungszeiten und LED-Pulslängen entsprechen den Einstellungen bei der Messung der Feststoffpartikel. Abbildung 5.10 zeigt Aufnahmen des Siemenssterns sowie die daraus bestimmte CTF in der Fokusebene $y = 0 \mu\text{m}$ der Charakterisierung von BL1 und BL2. Der blaue Kreis im Siemensstern kennzeichnet den gerade noch auflösbaren Radius unter Berücksichtigung des Abbe-Kriteriums. In den unteren Graphen ist die CTF des oben gezeigten Siemenssterns in schwarz dargestellt. Grau hinterlegt sind die CTFs der neun anderen Siemenssternbilder derselben Position. Die obere, blaue, horizontale Linie markiert die Auflösungsgrenze f_{lim} des Rayleigh-Kriteriums, die untere die des Abbe-Kriteriums. Bei BL1 liegen die Kurven fast genau übereinander und besitzen einen fast linearen Abfall bis zur Auflösungsgrenze. Der Kurvenverlauf von BL2 lässt sich durch ein Polynom 5. Grades beschreiben. Die CTF besitzt einen Wendepunkt bei ungefähr 150 lp/mm . Jedoch weichen die einzelnen Kurven bei BL2 leicht voneinander ab. Dies geschieht durch eine Verschiebung des Kamerachips relativ zum Fernfeldmikroskop. Die PCO Sensicam verfügt über einen Lüftungsventilator zur Kühlung der Kameraeinheit. Dieser besitzt vermutlich eine Unwucht, wodurch Vibrationen/Bewegungen des Kamerachips entstehen. Um diese Aussage zu überprüfen, werden 50 vertikale und horizontale Intensitätsprofile (blaue gestrichelte Linien) des Referenztargets aufgenommen (Abb. 5.11). Das Referenztarget besitzt eine vertikale und horizontale scharfe Kante, um die Kamerasysteme räumlich in Bezug auf das Jettröhrchen des Brenners zu referenzieren. Diese Kanten verschieben sich über die 50 aufgenommen Bilder bei 1 Hz wie Abbildung 5.11 zeigt. Die Verschiebung beträgt bis zu fünf Pixel. Zum Vergleich wird dieser Test auch bei BL1 durchgeführt und dabei wird keine Pixelverschiebung festgestellt. Die CTF-Bestimmung ist sehr sensitiv gegenüber dem festgelegten Mittelpunkt des Siemenssterns. Die Mittelpunkte wurden händisch bestimmt, um ein gutes Ergebnis zu erreichen. Verschiebt sich dieser um wenige Pixel, verändert sich auch die CTF-Kurve und somit auch die Auflösungsgrenze. Durch die Verschiebung bewegen sich auch die schwarzen Streifen des Siemenssterns in Bezug auf die Pixelposition, was sich gravierend auf die CTF auswirken kann [124]. Fällt die Kante des Streifens mit einer Pixelkante zusammen, ist diese „in Phase“, andernfalls bezeichnet Wang dies als „aus der Phase“.

Ein Beispiel für auftretendes Aliasing zeigt Abbildung 5.12. Diese Siemenssternbilder wurden mit System BL2 aufgenommen. Die Positionen des Target betragen $-100 \mu\text{m}$ (links) und $-200 \mu\text{m}$ (rechts) aus der Fokusebene. Die aus dem abgebildeten Siemensstern bei -100

²P.Kovesi: polartrans.mat, School of Computer Science and Software Engineering, University of Western Australia

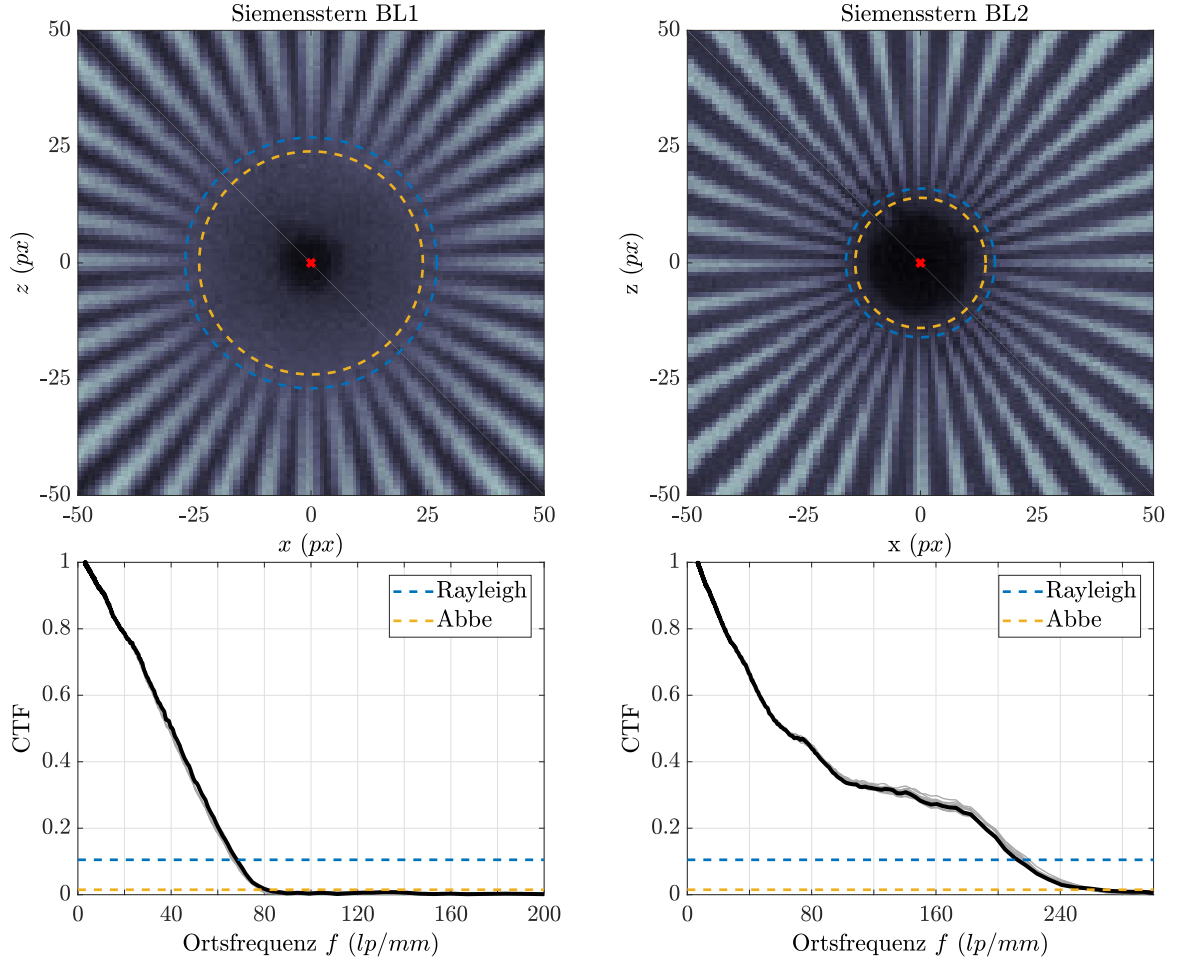


Abbildung 5.10: Räumliche Auflösung von BL1 (links) und BL2 (rechts) in der Fokusebene. Bild des aufgenommenen Siemenssterns mit ermitteltem Auflösungsgrenzkreis nach Abbe-Kriterium und Rayleigh-Kriterium (oben). CTF des oben gezeigten Siemenssterns in schwarz. CTFs der anderen aufgenommenen Bilder in grau.

μm abgeleitete CTF ist monoton fallend (schwarze Linie) mit einem Wendepunkt bei 125 lp/mm und einem Sattelpunkt bei 200 lp/mm . Jedoch zeigen einige in grau dargestellte CTFs bei der Position schon Aliasing-Effekte, da die Kurven nicht mehr monoton fallend sind und der Sattelpunkt zu einem lokalen Maximum geworden ist. Als Aliasingbereich wird der Bereich zu höheren Frequenzen vom ersten lokalen Minimum festgelegt und ist gleichzeitig die Auflösungsgrenze des Systems (senkrechte Linien). Wenn Aliasing nicht berücksichtigt wird, könnte fälschlicherweise eine höhere Auflösungsgrenze bestimmt werden, da bei höheren Frequenzen noch scharf abgebildete Bereiche vorhanden sind. Die auflösbare Frequenz (rote gestrichelte Linie) für den dargestellten, ausgewerteten Siemensstern ist höher als für fast alle anderen ausgewerteten Siemenssterne bei gleicher Position (grau gestrichelte Linien), bei denen das Aliasing-Kriterium anstatt des Abbe-Kriteriums wegen dem Kurvenverlauf der CTFs greift. Beim rechts abgebildeten Siemensstern ist deutlich ein Ringmuster um den Mittelpunkt mit scharfen und unscharfen Ringen zu erkennen, die durch Aliasing entstehen. Die Auswertung dieses Siemenssterns ergibt eine wellenförmige CTF mit lokalen Minima und Maxima. Das Aliasing-Kriterium

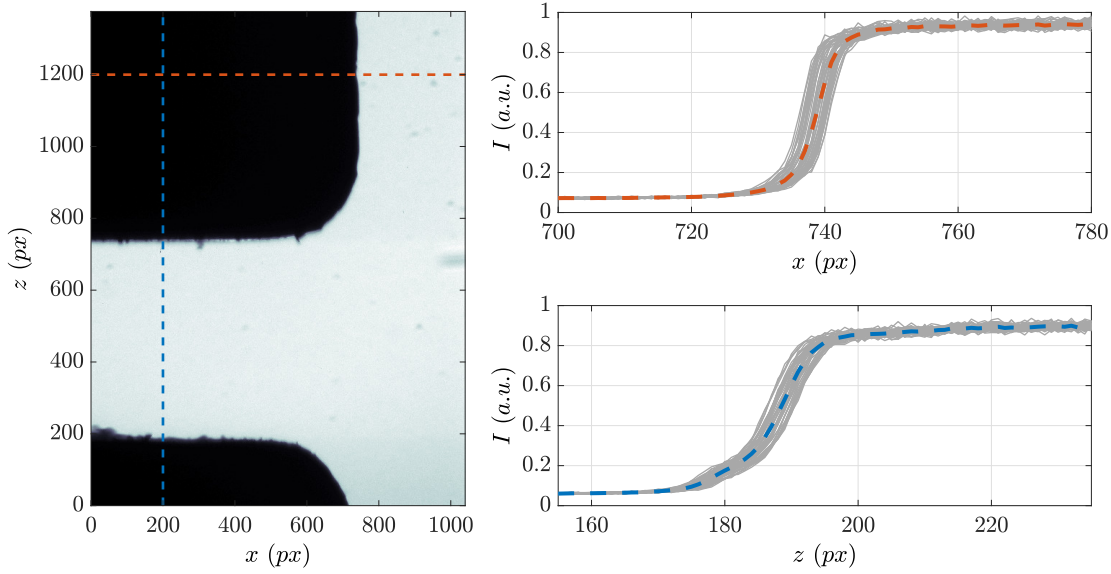


Abbildung 5.11: Pixelverschiebung durch Vibration der Kamera von BL2. Links: Referenztargt. Rechts: normierte Intensitätsprofile von 50 Aufnahmen einer horizontalen x und einer vertikalen Pixelreihe z . Rote und blaue Intensitätsprofile entsprechen den gekennzeichneten Pixelreihen in Bild links.

muss angewendet werden, sodass die auflösbare Frequenz deutlich geringer als die Scheinauflösungsgrenze ist, die in diesem Fall bei Anwendung des Abbe-Kriteriums doppelt so hoch wäre.

Die Auflösungsgrenzen f_{lim} entlang der optischen Achse, durch Verschiebung des Siemenssterns aus der Fokusebene, sind in Abbildung 5.13 normiert und auf die Auflösungsgrenze in der Fokusebene $f_{lim-ref}$ für BL1 und BL2 dargestellt. Die Auflösungsgrenze nach Rayleigh liegt für BL1 bei $14,9 \mu m$ und BL2 bei $4,6 \mu m$ in der Fokusebene, was dem fünffachen bzw. dem dreifachen der Pixeldiskretisierung entspricht. Unter Anwendung des Abbe-Kriteriums ergeben sich Auflösungsgrenzen von $13,1 \mu m$ und $4,0 \mu m$, was dem vierfachen bzw. dem zweieinhalbfachen der Pixeldiskretisierung entspricht. Bei BL1 ändert sich die Auflösungsgrenze im Bereich zwischen -600 und $1000 \mu m$ kaum. Ebenso ist der Unterschied zwischen dem Abbe- und Rayleigh-Kriterium sehr gering. Bei negativen Abständen ab $-800 \mu m$ nimmt die Auflösungsgrenze ab. Hierbei stellt die Aliasinggrenze den Grenzwert dar (mit Kreis markierte Auflösungsgrenzen). Die Schärfentiefe beträgt somit ca. $1800 \mu m$. Die Schärfentiefe ist abhängig vom Blendenwert, von der Entfernung zum Objekt und von der Brennweite. Bei BL2 ist die Schärfentiefe sehr viel kleiner als bei BL1, da der Blendenwert von BL2 ($< f/6$) kleiner ist. Die Brennweite der Fernfeldmikroskope ist nicht bekannt. Beim Detektionssystem BL2 treten bei $\pm 100 \mu m$ schon Aliasing-Effekte auf und das Auflösungsvermögen nimmt mit größeren Distanzen zur Fokusebene sehr stark ab. Laut Datenblatt des Questar QM 100 beträgt die Tiefenschärfe bei einem Arbeitsabstand von ca. $350 mm$ ca. $75 \mu m$. Dies zeigen auch die Ergebnisse in Abbildung 5.13. Für das Infinity K2 gibt es keine Vergleichswerte, da die Schärfentiefe abhängig von der Blendenöffnung ist.

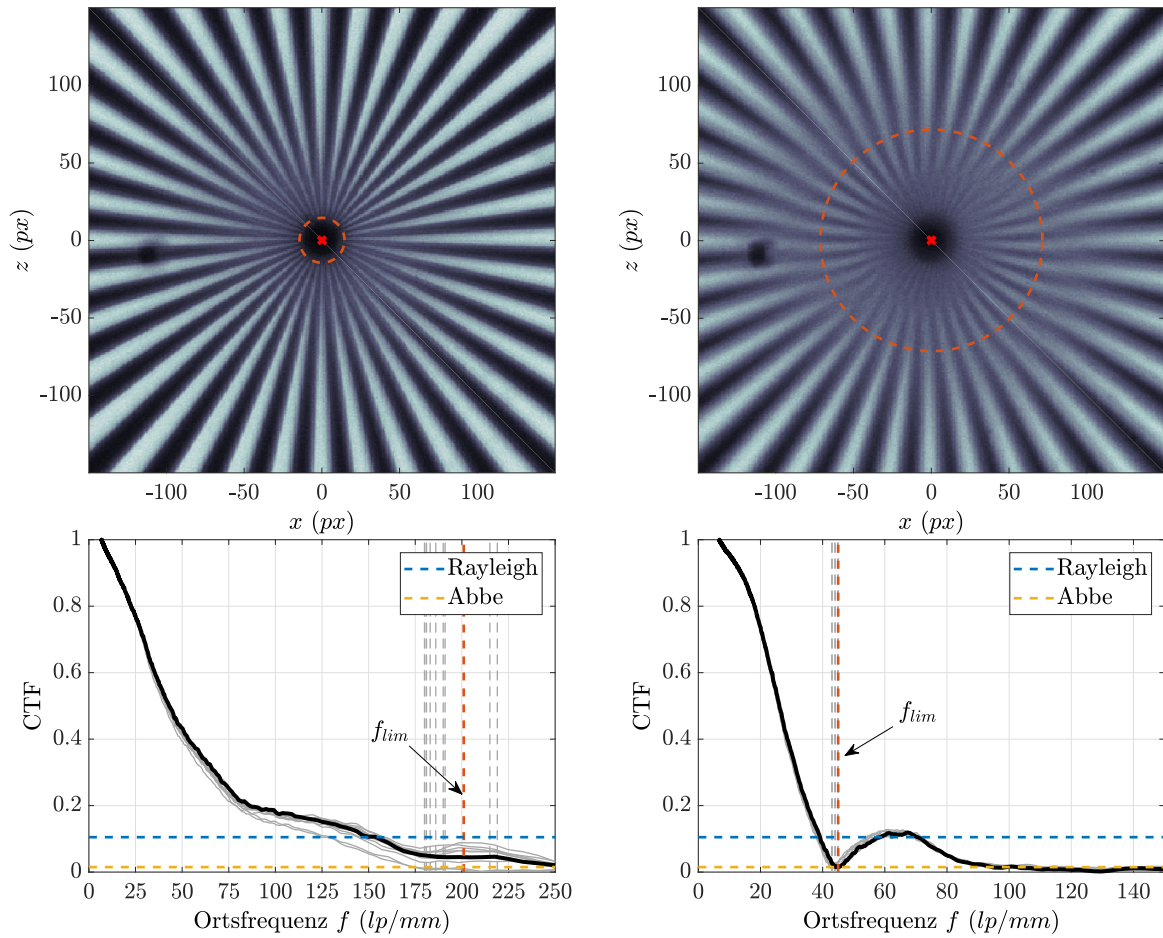


Abbildung 5.12: Aus der Fokusebene verschobener Siemensstern von BL2 (Links - $100 \mu m$. Rechts - $200 \mu m$). Auflösungsgrenzen f_{lim} nach Abbe sind vertikal gestrichelt dargestellt. Die rote gestrichelte Linie entspricht der schwarzen Übertragungsfunktion.

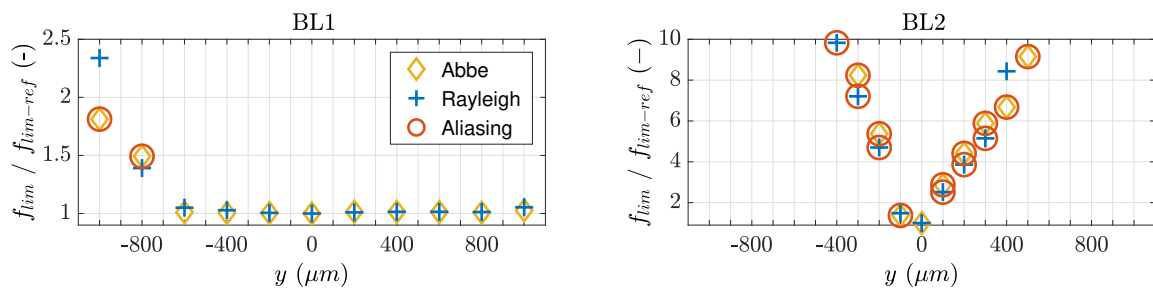


Abbildung 5.13: Auflösungsverhältnisse abhängig vom Abstand zum Fokus bei $0 \mu m$ unter Anwendung des Rayleigh- und Abbe-Kriterium. Aliasing tritt bei rot umkreisten Zeichen auf. Links: BL1. Rechts: BL2.

5.2.4 Validierung und Sensitivitätsanalyse des Auswertealgorithmus

Im folgendem Abschnitt wird eine Validierung und Sensitivitätsanalyse des in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Algorithmus im Zusammenhang mit der Schärfentiefe sowie einer Reduzierung der räumlichen Auflösung im Fokuspunkt des Systems durchgeführt. Dafür werden Testobjekte entlang der optischen Achse verschoben, um den Einfluss der Schärfentiefe zu untersuchen. Als Testobjekte dienen ein Shadowgraphy-Target (LaVision) sowie auf Objektträger geklebte Feststoffpartikel unterschiedlicher Größe und Form. Des Weiteren wird eine Fehleranalyse bei verringerter räumlicher Auflösung durch Pixel-Binning erstellt und eine Reduzierung der Hintergrundintensität untersucht. Das Ziel dieser Analysen ist einen Schärfentiefebereich festzulegen, in dem eine akkurate Bestimmung der Partikelparameter, wie Partikelgröße und -form möglich ist.

Idealisierte Partikel

Das Shadowgraphy-Target verfügt über unterschiedlich große Punktmuster. In dieser Charakterisierung wird eine Größenverteilung von $20\ \mu\text{m}$ bis $400\ \mu\text{m}$ untersucht.

Die einzelnen Punktgrößen werden separat ausgewertet. Abbildung 5.14 zeigt eine mit BL2 aufgenommene Bildsequenz eines $40\ \mu\text{m}$ -Punktes bei unterschiedlichen Positionen entlang der optischen Achse. Der Fokus des Systems liegt bei $0\ \mu\text{m}$. Da das in BL2 eingesetzte Fernfeldmikroskop ein Spiegellinsenobjektiv ist, entstehen mit zunehmender Entfernung zum Objektiv (im Hintergrund des Fokus) Zerstreuungskreise. Der Unschärfering ist ab $-400\ \mu\text{m}$ deutlich erkennbar und wird mit zunehmendem Abstand zum Fokus immer größer. Gleichzeitig nimmt die maximale Intensität ab, wodurch keine Rückschlüsse auf die Größe und Form des abgebildeten Objekts gezogen werden können. Mit zunehmender Verschiebung des abzubildenden Targetpunktes aus dem Fokus, nimmt die Qualität des Bildes im Hinblick auf die scharfe Abbildung der Kanten ab. Dies ist insbesondere an der Abnahme der Intensitätsgradienten an den Kanten des Punktes erkennbar. Ab einer Verschiebung von $500\ \mu\text{m}$ kann keine Aussage mehr über die Form und Größe des Objekts getroffen werden. Auf eine vergleichbare Darstellung für das System BL1 wird an dieser Stelle verzichtet, da das Objekt in einem Bereich von $\pm 1000\ \mu\text{m}$ scharf abgebildet wird.

Da Pixel, welche die maximalen Gradienten innerhalb des Bildes auflösen, eine zentrale Rolle im Algorithmus zur Detektion von Objekten zukommt, wird die Position des maximalen Gradienten in Abhängigkeit der Position auf der optischen Achse für BL1 und BL2 untersucht. Abbildung 5.15 stellt die gemittelten radialen Grauwertprofile sowie die daraus bestimmten Gradientenprofile für einen Punkt mit $120\ \mu\text{m}$ Durchmesser dar. Zwar nimmt der Maximalwert des Gradienten bei BL1 mit zunehmendem Abstand vom Fokus ab, jedoch bleibt die Position des Maximalwerts des Gradienten erhalten. Ähnliches ist auch bei BL2 für den Bereich von $-300\ \mu\text{m}$ bis $500\ \mu\text{m}$ zu erkennen. Der Verlauf der Grauwerte an der Punktkante wird mit zunehmendem Abstand zum Fokus deutlich flacher, was dazu führt, dass die Absolutwerte der Gradientenmaxima stark abnehmen und sich ein Plateau ausbildet.

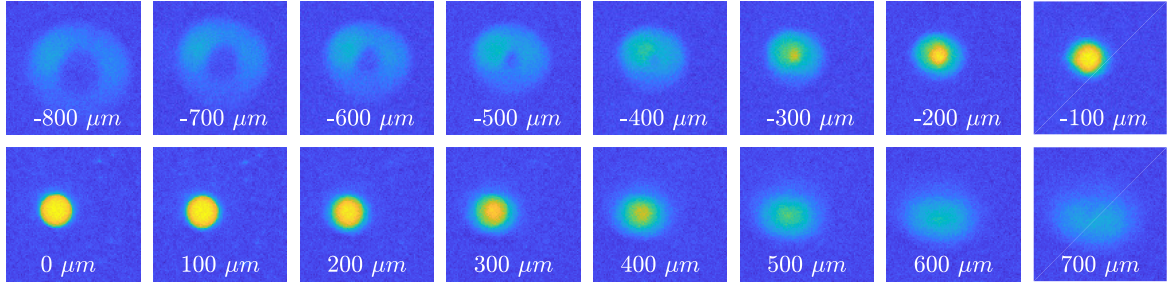


Abbildung 5.14: Sequenz eines $40 \mu\text{m}$ Punktes aufgenommen bei unterschiedlichen Positionen entlang der optischen Achse von BL2.

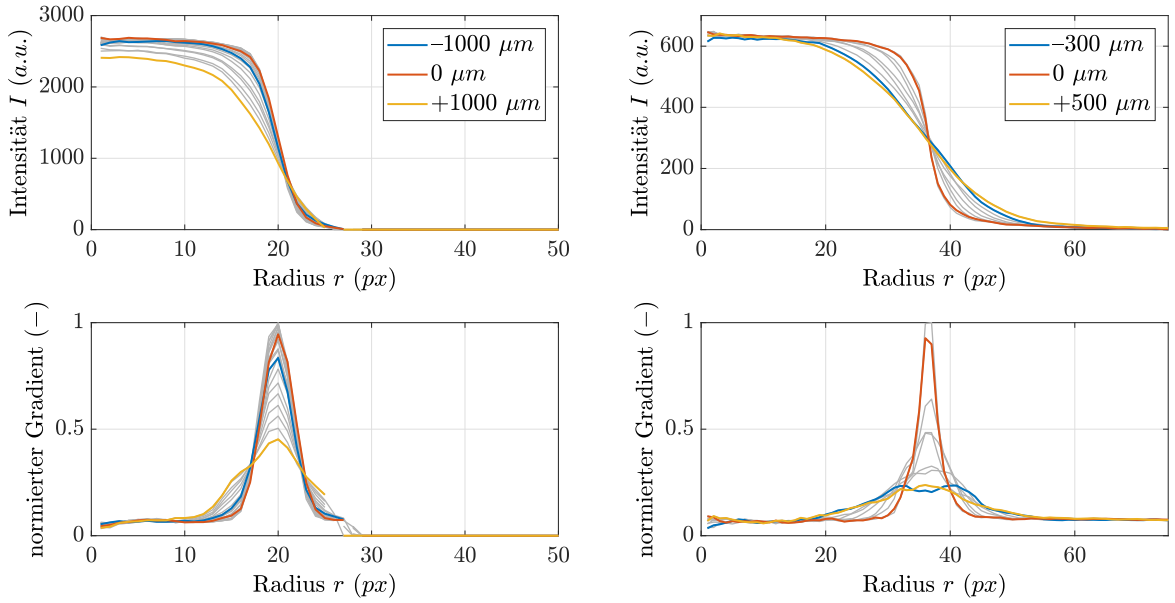


Abbildung 5.15: Radiale Grauwertprofile und normierte Gradienten Profile eines $120 \mu\text{m}$ Kreises für BL1 (links) und BL2 (rechts) in Abhängigkeit der Position auf der optischen Achse.

Der entwickelte Auswertalgorithmus wird im Folgenden auf alle Objektgrößen angewendet. Die Ergebnisse sind in Abhängigkeit der Position auf der optischen Achse für BL1 und BL2 in Abbildung 5.16 dargestellt. Dabei sind die gemessenen Objektdurchmesser auf die bekannte Größe der Targetpunkte normiert. Die gemessenen Objektdurchmesser entsprechen dem Heywood-Durchmesser, der über die detektierte Fläche berechnet wird [126] (siehe 2.3). Über alle Objektgrößen und Positionen von BL1 neigt der Algorithmus dazu, die Partikeldurchmesser zu unterschätzen. Für kleine Objektgrößen von unter $80 \mu\text{m}$ liegt die Abweichung jedoch immer noch bei unter 10 % gegenüber dem Normdurchmesser. Mit zunehmender Objektgröße nimmt die Abweichung über alle Positionen ab und liegt bei $80 \mu\text{m}$ unter 3 %. Bei BL2 ergibt sich durch die geringere Schärfentiefe ein anderes Ergebnis. Dargestellt sind hier lediglich die Positionen von $-300 \mu\text{m}$ bis $500 \mu\text{m}$. Zwischen $-100 \mu\text{m}$ und $300 \mu\text{m}$ liegt der Fehler bei unter 1 % für alle Objektgrößen. Bei allen weiteren Positionen entlang der optischen Achse liegt der Fehler bei über 20 % für relativ kleine Objektdurchmesser von 20 und $40 \mu\text{m}$. Ab einer Größe von $120 \mu\text{m}$

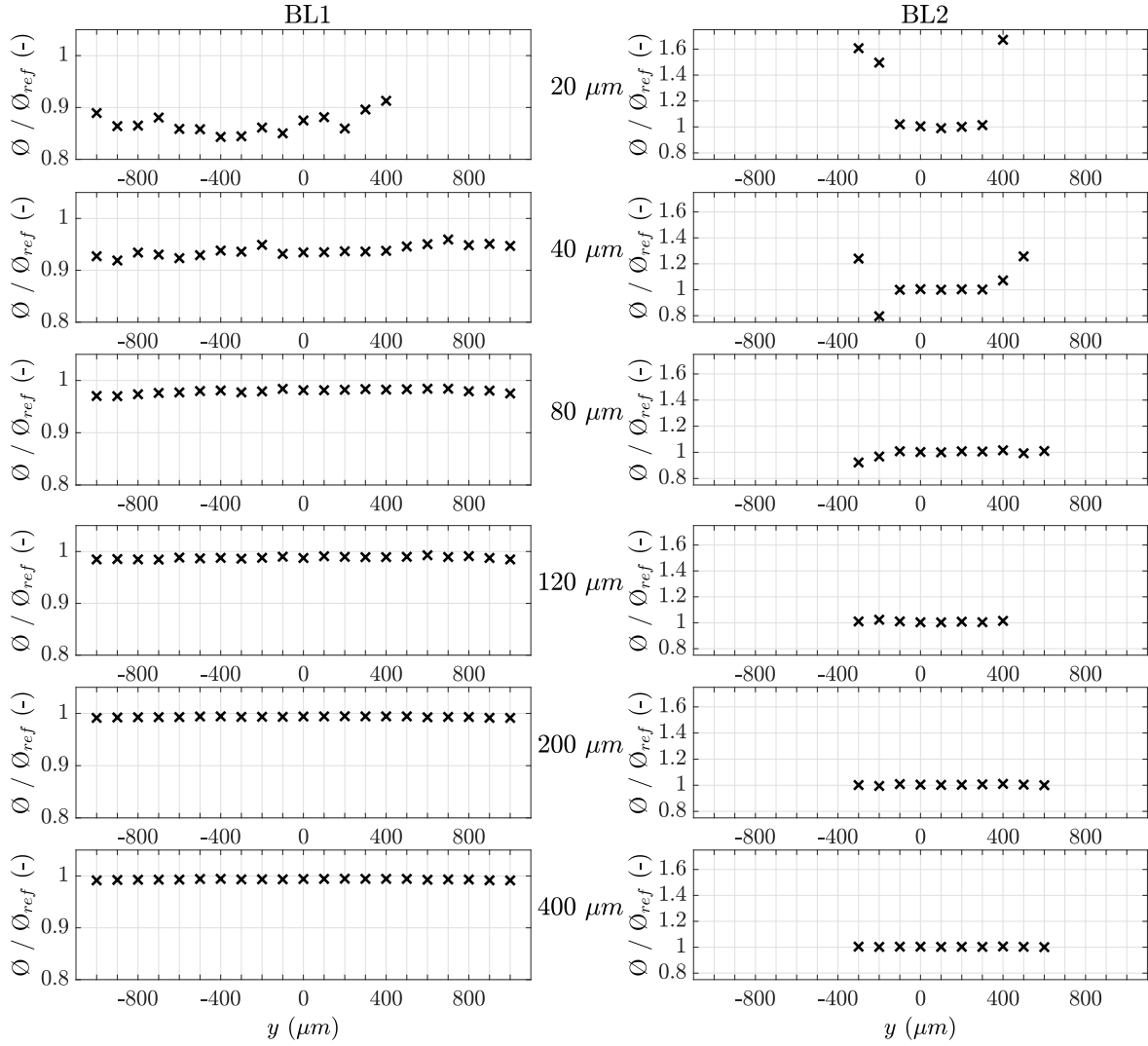


Abbildung 5.16: Berechnete normierte Punktdurchmesser nach Heywood für BL1 (links) und BL2 (rechts) abhängig von der Position auf der optischen Achse.

ist die Abweichung über alle betrachteten Positionen kleiner als 1 %. Der Algorithmus ist bei größeren Objektdurchmessern und somit mehr miteinbezogenen Pixeln in der Objektfläche genauer. Bei BL1 kann die Größe bei allen Positionen von -1000 bis 1000 μm entlang der optischen Achse von weniger als 10% genau bestimmt werden, während sich der auswertbare Bereich entlang der optischen Achse für BL2 von -200 bis 300 μm erstreckt. Bei größeren Objekten kann der Bereich auf -300 bis 500 μm erweitert werden.

Für BL1 wird zusätzlich der Einfluss der Intensität der Hintergrundbeleuchtung auf den Algorithmus untersucht (siehe Abbildung 5.17). Dabei werden keine signifikanten Einflüsse festgestellt. Die Unterschiede im Fehler der Objektdurchmesserbestimmung bei 100% Intensität für 20 μm und 40 μm im Vergleich zu den Werten in Abbildung 5.16 stammen von einer räumlichen Verschiebung des Shadowgraphy-Targets, da das Target zwischen den beiden Messungen ausgebaut wurde. Dadurch kann sich die Anzahl der detektierten Objektpixel leicht ändern, was folglich bei kleinen Objekten einen größeren

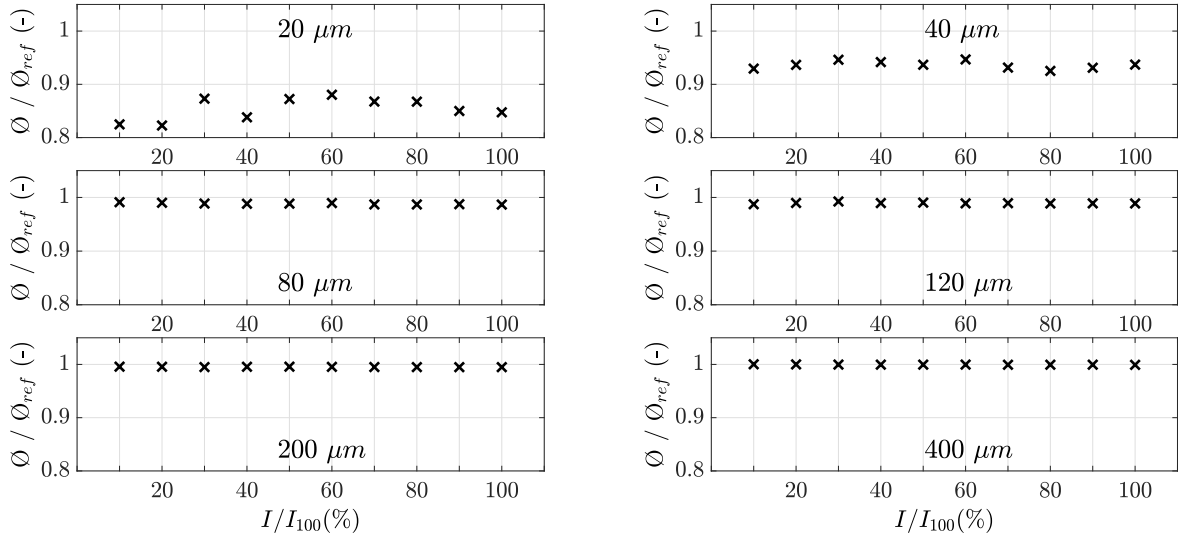


Abbildung 5.17: Einflüsse der Intensität auf die Objektdurchmesserbestimmung.

Einfluss hat als bei großen Objekten. Folglich kann der Algorithmus bei den Systemen BL1, BL2 und PM angewendet werden, obwohl sich die Intensität der Hintergrundbeleuchtung um den Faktor fünf unterscheidet. Des Weiteren haben Intensitätsabschwächungen durch Teer und Russpartikel keinen Einfluss auf die Präzision bei der Partikelperimeterbestimmung.

Des Weiteren werden Untersuchungen mit geringerer Pixelauflösung durchgeführt, um zu prüfen, wie hoch die räumliche Auflösung mindestens sein muss, um ein akkurates Ergebnis zu erhalten (in diesem Fall ist die räumliche Auflösung des Systems ohne Binning die Referenz). In der Literatur werden oft Systeme mit viel geringerer Auflösung im Vergleich zu dem hier verwendeten System eingesetzt [7, 14]. Des Weiteren wird dieser Algorithmus auch auf die Aufnahmen der Partikelbewegung (PM) angewendet, das eine sehr viel niedrigere Auflösung besitzt. Zu diesem Zweck werden die Aufnahmen des Shadowgraphy-Target einem Pixelbinning mit Binngrößen von 2x2 bis 9x9 unterzogen. Die Ergebnisse für die Fokusebene 0 μm von BL1 sind in Abbildung 5.18 dargestellt. Beim Binning werden die zusammengefassten Pixel gemittelt, um vergleichbare Intensitäten wie bei der maximalen Auflösung der Systeme zu erhalten. Zuvor wurde schon gezeigt, dass der Algorithmus unabhängig von der Hintergrundintensität angewendet werden kann. Der ermittelte Punktdurchmesser ist auf den Durchmesser ohne Binning normiert. Besonders bei kleinen Punktgrößen wirkt sich das Binning, was einer Verschlechterung der Pixel-diskretisierung gleich kommt, auf die ermittelten Objektdurchmesser aus. Bei 20 μm und 40 μm Objektgröße beträgt die Abweichung vom ermittelten Durchmesser in der Fokusebene bis zu 100 %, da durch das Binning die Auflösungsgrenze in der gleichen Größenordnung oder niedriger als die Objektgröße ist. Bei allen anderen Objektgrößen ist die Abweichung mit zunehmender Fenstergröße des Binnings größer. Die monoton fallende Steigung ist mit zunehmendem Objektdurchmesser geringer.

Fazit

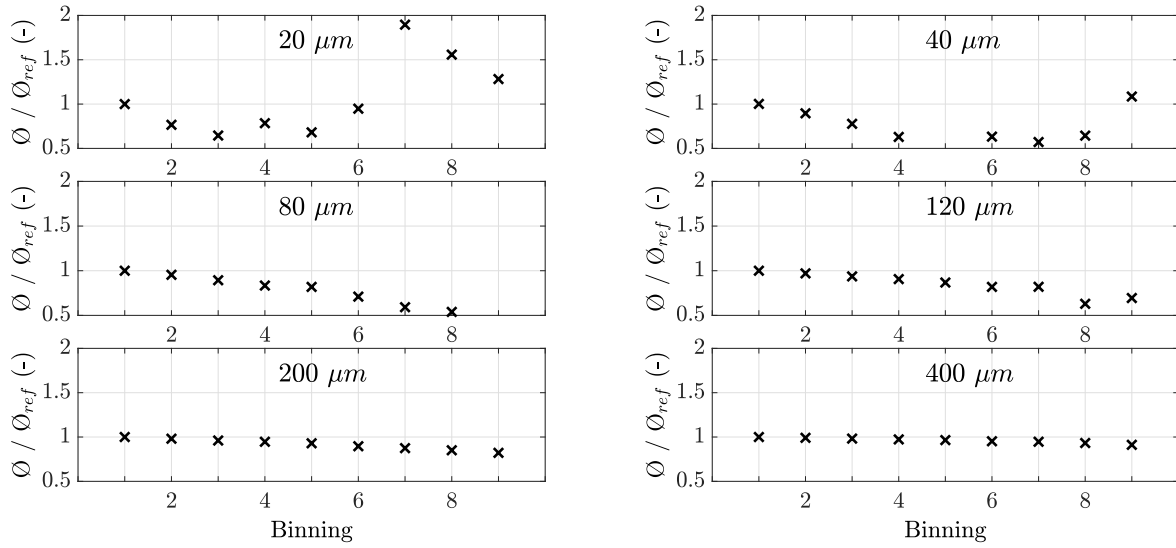


Abbildung 5.18: Einflüsse reduzierter Pixelauflösung auf die Objektdurchmesserbestimmung.

Der hier entwickelte Auswertalgorithmus wurde mithilfe eines Referenzobjekttargets validiert. Intensitätsschwankungen haben keinen Einfluss auf die Objektdetektion. Die Akkuratheit und Präzision der mit dem entwickelten Algorithmus durchgeführten Objektdetektion verbessert sich mit zunehmender Anzahl der Pixel pro detektiertem Objekt. Die Pixelauflösung limitiert die Akkuratheit der Objektbestimmung in Abhängigkeit der Objektgröße. Bei BL1 können auch Objekte ausgewertet werden, die einen Abstand zum Fokuspunkt von bis zu $1000 \mu m$ aufweisen. Der auswertbare Bereich für BL2 liegt zwischen $-300 \mu m$ und $500 \mu m$.

Reale Partikel

Da Feststoffpartikel in der Realität nicht rund sind, sondern eine willkürliche Form aufweisen, werden die Einflüsse der Schärfentiefe und räumlichen Auflösung auf reale Partikel ebenfalls untersucht. Die Ergebnisse unterschiedlicher Hintergrundintensitäten entsprechen denen des Punkttargets und werden deshalb an dieser Stelle nicht detailliert ausgeführt. Für die Messung werden Partikel auf einen Objektträger geklebt. Zwar entsteht durch die Klebung eine sehr feine Wellenstruktur ($<10 \mu m$) auf dem Hintergrundsignal, welche aber keinen Einfluss auf die Auswertung hat. Abbildung 5.19 zeigt denselben Partikel, aufgenommen mit BL1 (oben) und BL2 (unten), für mehrere Positionen entlang der optischen Achse. Durch die höhere Auflösung von BL2 sind feinere Strukturen entlang des Partikelperimeters zu erkennen als bei BL1 in der Fokusebene. Trotz dieser hohen Auflösung kann anhand dieser Bilder keine Oberflächenrauigkeit bestimmt werden, da DBI wie schon oben erwähnt eine line-of-sight-Methode ist und das entstehende Bild nur eine projizierte Ansicht darstellt. Im Bereich von $-1000 \mu m$ bis $1000 \mu m$ entlang der optischen Achse relativ zum Fokus, wird für das System BL1 eine akkurate Partikeldetektion sichergestellt. Bei BL2 ist dies nicht der Fall. Der Partikel ist nur im Bereich von $-300 \mu m$ bis $+400 \mu m$ scharf abgebildet. Der berechnete Heywood-Durchmesser in der

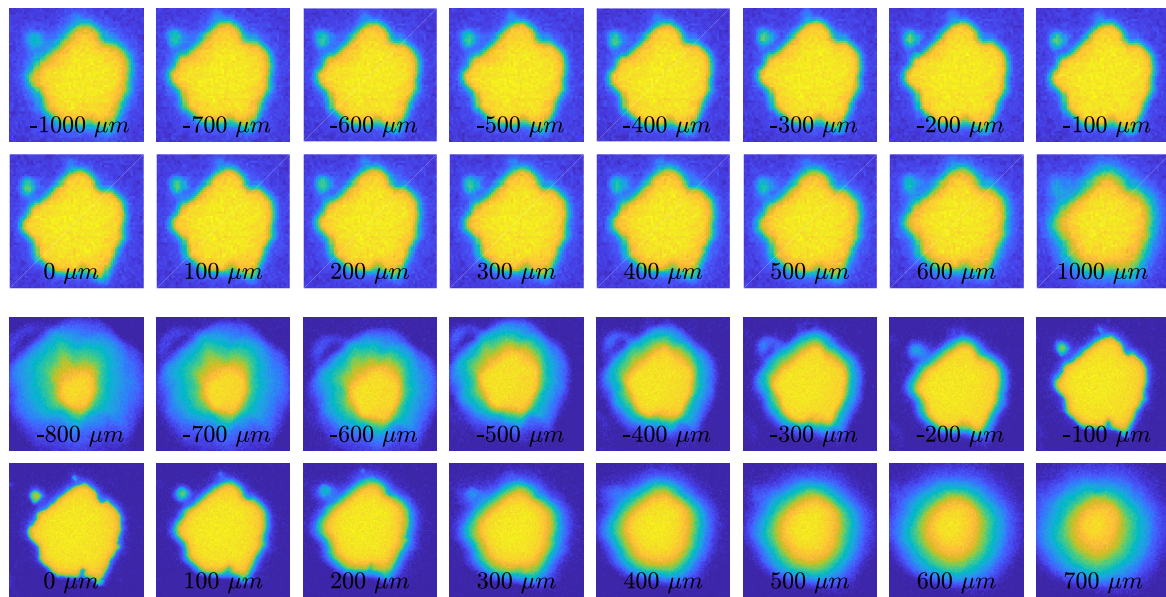


Abbildung 5.19: Aufnahmen desselben Steinkohlepartikels von BL1 (oben) und BL2 (unten) bei mehreren Positionen entlang der optischen Achse. Die Farbskalen und die räumliche Auflösung von BL1 und BL2 sind nicht identisch.

Fokusebene für diesen Partikel beträgt $132,6 \mu\text{m}$ für BL1 und $133,8 \mu\text{m}$ für BL2. Da der Unterschied bei unter 1 % liegt, was unter der räumlichen Auslösungsgrenze liegt, messen beide Systeme die gleiche Partikelgröße.

Abbildung 5.20 stellt neben einem mit BL2 aufgenommenen Partikel in der Fokusebene die berechneten Partikeldurchmesser in Abhängigkeit der Position auf der optischen Achse dar. Der Durchmesser ist auf den berechneten Durchmesser in der Fokusebene bei $0 \mu\text{m}$ normiert. Der Fehler in der Durchmesserberechnung bezogen auf den Fokuspunkt bei BL1 ist maximal 1 % über alle Positionen entlang der optischen Achse. Bei BL2 ist der Fehler im Bereich von $-200 \mu\text{m}$ bis $400 \mu\text{m}$ unter 1 %. Die Abweichung wird minimal größer mit zunehmendem Abstand. Wenn die Position eine höhere Verschiebung als $-700 \mu\text{m}$ aufweist, ist der Fehler bei über 10 %. Für eine Verschiebung in die entgegengesetzte Richtung beträgt der Fehler maximal 10 % bei $1000 \mu\text{m}$. Die anderen Grafiken zeigen weitere gemessene Partikel mit unterschiedlichen Größen und Formen, was dem Zweck dient, eine Untersuchung der vorgestellten Kurvenverläufe für verschiedene Partikelformen durchzuführen. BL1 bestimmt die Partikeldurchmesser mit einer Ungenauigkeit von maximal 1 % unabhängig von der Partikelform und Größe. Somit können in den Experimenten später alle Partikel von $\pm 1000 \mu\text{m}$ um den Fokuspunkt ausgewertet werden. Jedoch ist der Fehler bei kleinen Partikeln größer, wenn die Ergebnisse aus der Punkttargetmessung berücksichtigt werden, da die hier ausgewerteten Partikel allesamt größer $120 \mu\text{m}$ sind. BL2 weist im Bereich von $-500 \mu\text{m}$ bis $800 \mu\text{m}$ eine Ungenauigkeit von bis zu 5 % auf. Ein Fehler von unter 1 % wird nur im Bereich von $-200 \mu\text{m}$ bis $300 \mu\text{m}$ erreicht. Der auswertbare Bereich für Partikel größer $80 \mu\text{m}$ wird inklusive Sicherheitsabstand auf -300 bis $500 \mu\text{m}$ festgelegt (anhand des Shadowgraphy-Targets bestimmt). Sind die Partikel kleiner als $80 \mu\text{m}$, werden Partikel nur noch im Bereich von -100 und 300

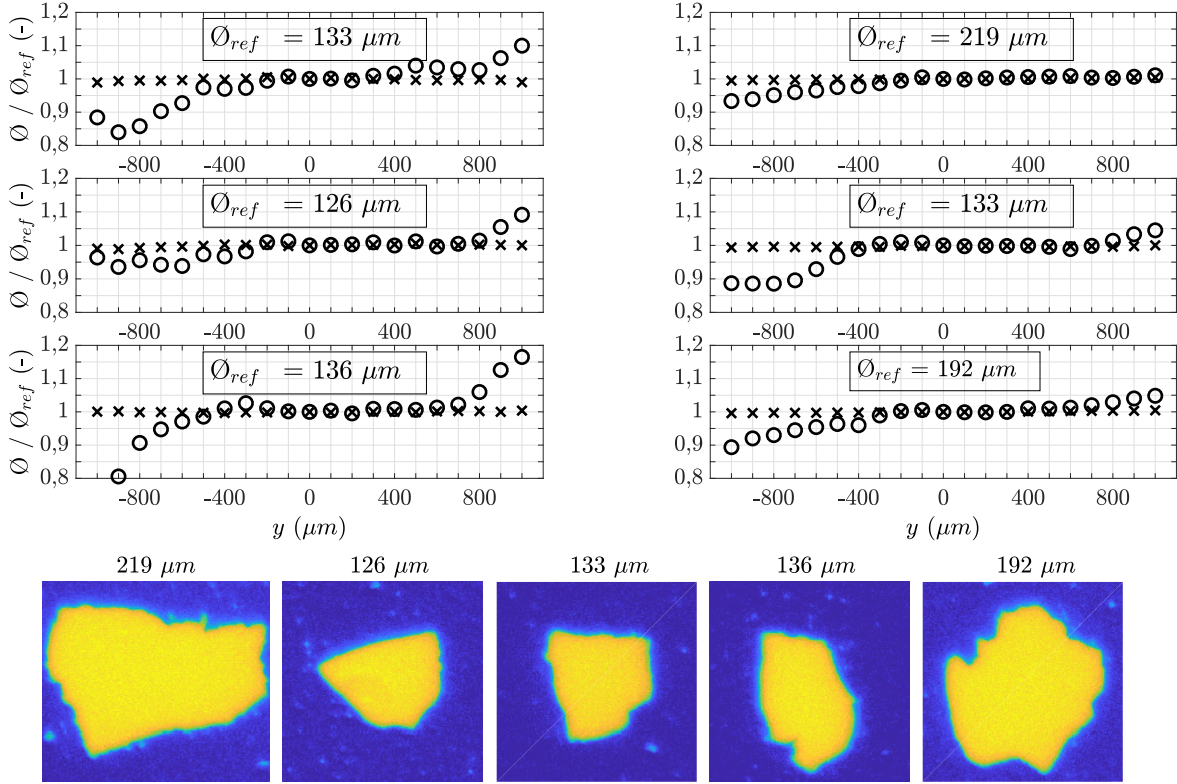


Abbildung 5.20: Oben: Normierte Heywood-Durchmesser bei unterschiedlichen Positionen entlang der optischen Achsen von BL1 und BL2. Unten: Partikelbilder in der Schärfeebene (0 μm).

μm ausgewertet. Eine Aussage über die Partikelform kann nur im Bereich von $\pm 300 \mu m$ um den Fokus getroffen werden. Von der Bestimmung von Rauigkeiten mithilfe des Partikelperimeters wie Bai et al. [34] ist abzuraten, da DBI wie bereits erläutert, einen 2D-Schatten auf die Kamera projiziert. Auch das Auflösungsvermögen spielt hierbei eine große Rolle, wie am Vergleich von BL1 mit BL2 gesehen werden kann. Untersuchungen von Vorobiev [127] haben zudem gezeigt, dass ein Großteil der Oberflächenstrukturen von Kohlepartikeln im Bereich von wenigen Mikrometern liegen. Daher werden in dieser Arbeit nur Partikelgrößen und -formen bestimmt, jedoch keine Oberflächenrauigkeiten.

Um die Perimeterbestimmung und somit die Partikelgrößenbestimmung mit niedrig aufgelösten Systemen nochmals aufzugreifen, wird bei drei verschiedenen Partikeln unterschiedlicher Form ein Binning durchgeführt (Abb. 5.21) und der Partikeldurchmesser bestimmt (Abb. 5.22). Durch den Einfluss der abnehmenden Auflösung verändert sich die Form der Partikel und die Strukturen entlang des Perimeters sind nicht mehr präzise erkennbar. Die erste Sequenz wurde mit BL1 aufgenommen. Der berechnete Heywood-Durchmesser beträgt 61 μm . Der Partikel ist bei einem 9x9 Binning durch die Pixeldiskretisierung von ca. 28 μm nicht mehr auflösbar. Es kann keine fundierte Aussage mehr über die Partikelgröße und -form getroffen werden. Partikel 2 (aufgenommen mit BL1) in der mittleren Sequenz hat einen Durchmesser von 125 μm . Durch die größere Anzahl von Pixeln in der Objektfläche ist die Form des Partikels auch bei schlechterer Auflösung noch erkennbar. Die letzte

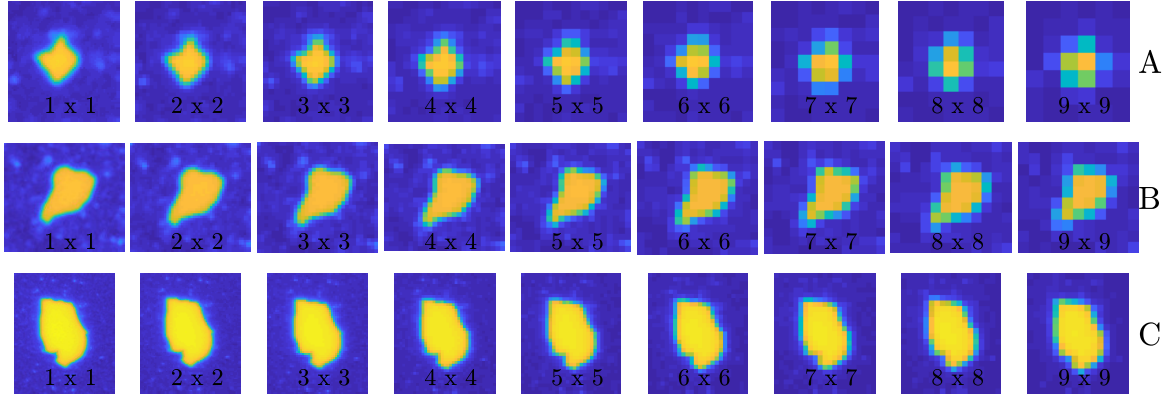


Abbildung 5.21: Untersuchung des Einflusses des Binnings. A: Heywood-Durchmesser von $61 \mu\text{m}$ aufgenommen mit BL1. B: Heywood-Durchmesser von $125 \mu\text{m}$ aufgenommen mit BL1. C: Heywood-Durchmesser von $137 \mu\text{m}$ aufgenommen mit BL2.

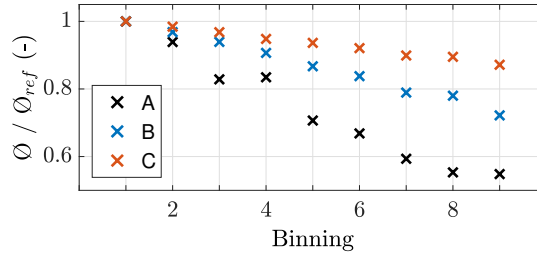


Abbildung 5.22: Ergebnisse bei reduzierter Auflösung: Partikel aus Abbildung 5.21. Heywood-Durchmesser normiert auf Durchmesser ohne Binning.

Sequenz wurde mit BL2 aufgenommen und weist einen berechneten Durchmesser von $137 \mu\text{m}$ auf. Kleine Strukturen am Partikelperimeter verschwinden. Die Partikelform bleibt jedoch mit schlechterem Auflösungsvermögen erhalten. Diese Analyse zeigt, dass nicht nur die Partikelgröße sondern auch die Partikeltopologie einen Einfluss auf die Bestimmung der Partikelgröße und -form hat. Die berechneten Heywood-Durchmesser, normiert auf den berechneten Durchmesser ohne Binning, sind in Abbildung 5.22 dargestellt. Der Fehler nimmt bei allen Partikeln mit größerem Binning und damit niedrigem Auflösungsvermögen zu. Je mehr Pixel sich in der Schattenfläche des Partikels befinden, desto langsamer nimmt der Fehler mit größer werdendem Binning zu. Bei einer Pixeldiskretisierung von beispielsweise $12 \mu\text{m}$ (7×7 Binning) von Partikel C würde der Fehler im Vergleich zur höheren Auflösung 10 % sein. Die Schlussfolgerung ist, dass die auswertbaren Partikelgrößen abhängig von der Pixeldiskretisierung und damit der räumlichen Auflösung sind. Um eine ausreichende Akkuratheit sicherstellen zu können, sollte die Pixeldiskretisierung mindestens ein Zehntel des berechneten Durchmessers betragen, wodurch der Fehler bei unter 10 % liegt.

Fazit

Intensitätsänderungen in der Hintergrundbeleuchtung haben keinen Einfluss auf den Auswerte-Algorithmus. Bei BL1 können alle Partikelgrößen im Bereich von $\pm 1000 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Bei BL2 ist der auswertbare Bereich abhängig von der Partikelgröße.

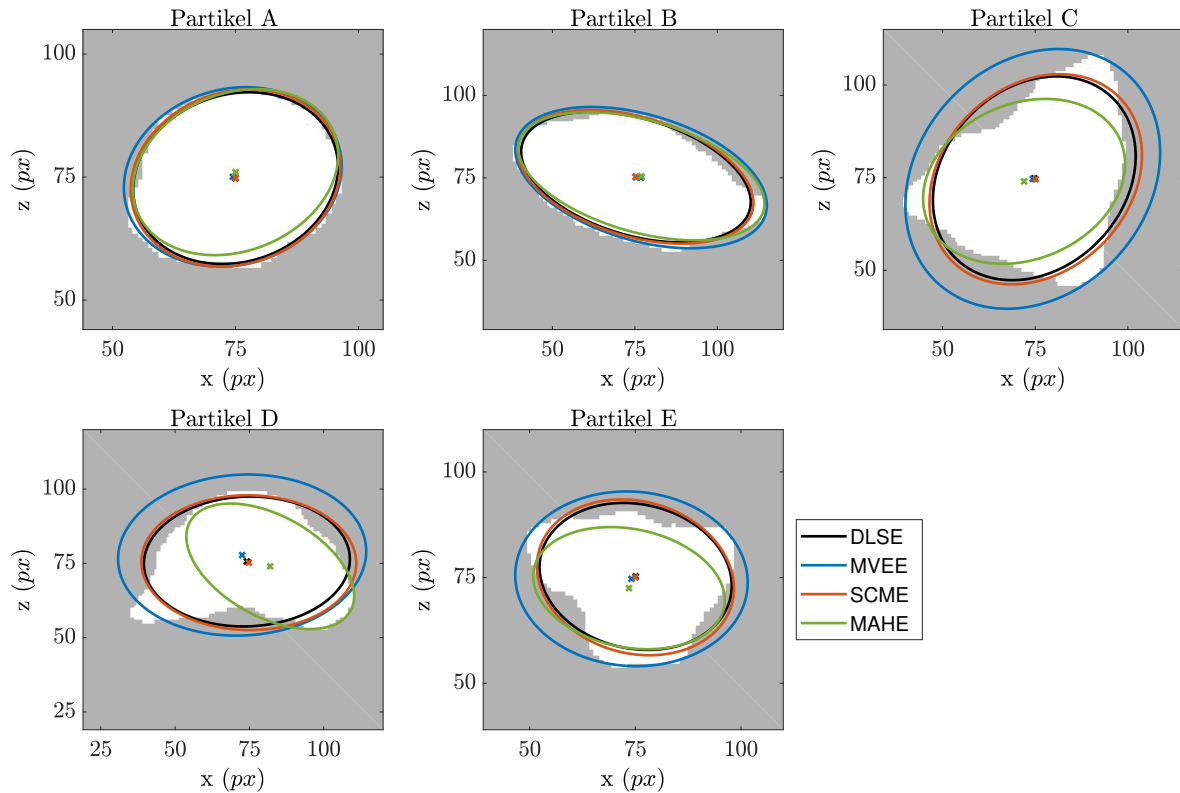


Abbildung 5.23: Vergleich der Ellipsen-Anpassungsmethoden anhand von fünf repräsentativen Partikeln.

Ist der Partikel kleiner $80 \mu\text{m}$, kann von -100 und $300 \mu\text{m}$ ausgewertet werden. Ist der Partikel größer $80 \mu\text{m}$ liegt der auswertbare Bereich von $-300 \mu\text{m}$ bis $500 \mu\text{m}$. Eine Aussage über die Partikelform kann nur im Bereich von $\pm 300 \mu\text{m}$ um den Fokuspunkt getroffen werden.

Vergleich der Ellipsen Anpassungsalgorithmen

Um die Ellipsen-Fit-Methoden zu vergleichen (siehe Kap. 2.3), wurden fünf Partikel ausgewählt, die jeweils eine repräsentative Form aufweisen. Abbildung 5.23 zeigt die binarisierten Bilder der Partikel, sowie die vier Ellipsen der verschiedenen Methoden.

Bei eher runden oder elliptischen Partikeln wie bei A und B ist das Ergebnis der Methoden sehr ähnlich. Partikel C hat eine Dreiecksform. Hier ist deutlich zu erkennen, dass MVEE eine Hüllellipse um den Partikel bildet, wie auch bei der „Bananenform“ von Partikel D und der unregelmäßigen Form von Partikel E. Die Methoden DLSE und SCME liefern bei allen Partikeln fast die gleichen Ellipsen. Bei den Partikeln C bis E weicht das Ergebnis von MAHE stark von den anderen Methoden ab. Die Orientierung der Ellipse ist anders im Vergleich zu DLSE und SCME. Da die Ergebnisse von DLSE und SCME sehr ähnlich sind und die Flächen der Ellipsen nur minimal von der Fläche des Partikels abweichen. Da die DLSE-Methode frei verfügbar und nicht wie die SCME-Methode in der Matlab-Imaging-Toolbox implementiert ist, wird für die weitere Auswertung die DLSE-Methode eingesetzt.

5.2.5 Quasi 3D-Rekonstruktion des Partikels

Wie zuvor schon erwähnt, liefert jedes der beiden DBI-Systeme ein projiziertes Bild eines Partikels. Ist dieser Partikel jedoch ungünstig im Raum ausgerichtet, wird die Partikelgröße unterschätzt oder überschätzt, daher werden zwei Detektionssysteme verwendet, um diese Abweichungen zu reduzieren. Da BL1 und BL2 zur fast selben Zeit ($< 10 \mu s$) den gleichen Partikel aufnehmen, kann aus diesen beiden Aufnahmen eine dreidimensionale Form rekonstruiert werden. Hierbei steht die Abschätzung des Volumens des Partikels im Vordergrund. Abbildung 5.24 stellt die hier verwendeten Varianten zur Volumenbestimmung dar. Die Perimeterprojektion eines Partikels in BL1 liegt in der x-z-Ebene mit y gleich null und BL2 in der y-z-Ebene mit x gleich null. Als Referenz für die Zusammenführung der beiden Projektionen wird der Mittelpunkt M der Partikelausdehnung in z-Richtung (Δz) berechnet, da diese Dimension von beiden Ansichten detektiert wird. Die beiden Mittelpunkte werden dann aufeinander gelegt. Bis hier sind die Bearbeitungsschritte von beiden Varianten gleich. Variante A projiziert im nächsten Schritt die 2D-Perimeter von BL1 beziehungsweise BL2 auf eine schiefe Ebenen (gestrichelte Linien). Dafür werden die Vektoren zwischen dem Mittelpunkt und dem maximalen beziehungsweise minimalen Z-Wert des Perimeters von BL2 beziehungsweise BL1 bestimmt. Mit diesen Vektoren und der x- beziehungsweise der y-Achse werden schiefen Ebenen aufgespannt. Die Perimeter-Koordinaten von BL1, deren z-Koordinate kleiner dem Wert des Mittelpunktes sind, werden auf die untere Ebene projiziert, Perimeter-Koordinaten größer dem Wert des Mittelpunktes auf die obere Ebene. Dementsprechend werden die Perimeterkoordinaten von BL2 auf schiefe Ebenen projiziert. Durch die Erstellung einer konvexen Hülle (engl. convex hull) um alle Perimeterpunkte mit einer Matlab-Funktion ³ wird das Volumen der konvexen Hülle V_{CH} berechnet. Des Weiteren wird ein Ellipsoid an die Perimeterpunkte mit dem Minimum Volume Enclosing Ellipse (MVEE) Code gefittet. Dabei ist eine Toleranz von maximal 30 % erlaubt, um den Ellipsoid nicht überzudimensionieren. Mithilfe der drei Hauptachsen des Ellipsoids wird das Volumen $V_{Ellipsoid}$ bestimmt. Die Formel für die numerische Exzentrizität einer Ellipse wird auch auf Ellipsoiden angewendet, wobei die berechnete größte und die kleinste Halbachse in Gleichung 2.22 eingesetzt werden. Mit Variante B wird das maximale Volumen des Partikels V_{max} berechnet. Dabei wird die Partikelprojektion BL1 in y-Richtung um die Ausdehnung des Partikels in y-Richtung von BL2 extrudiert und BL2 mit der Ausdehnung in x-Richtung aus BL1. Aus der Schnittmenge beider Volumina entsteht die maximale Größe des rekonstruierten Partikels V_{max} .

5.2.6 Kontrollparameter für die Partikelauswahl

Um einen Vergleich zwischen BL1 und BL2 sowie eine 3D-Rekonstruktion korrekt durchführen zu können, müssen mehrere Voraussetzungen erfüllt sein. Die Grundvoraussetzung besteht darin, dass in beiden Ansichten ein Partikel vorhanden sein muss. Weitere Kontrollparameter werden im Folgenden erläutert.

³convhull nutzt CGAL (Computational Geometry Algorithms Library) zur Berechnung der konvexen Hülle

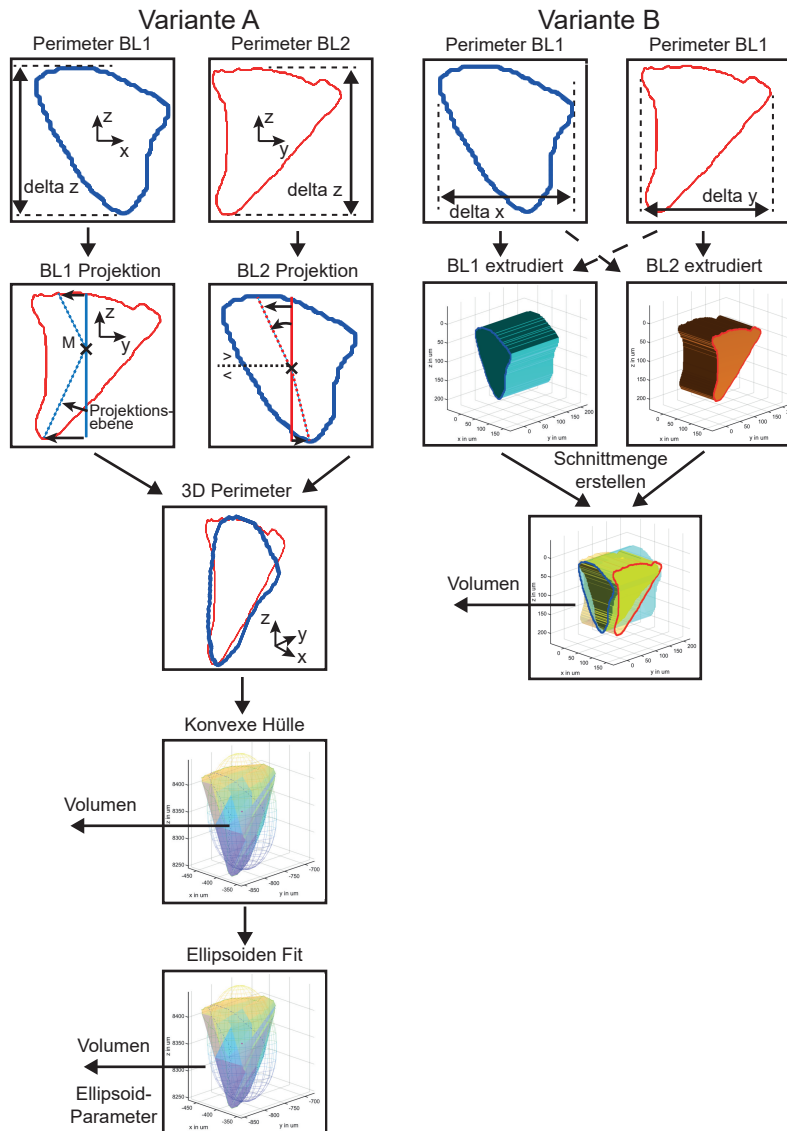


Abbildung 5.24: Schritte der 3D Rekonstruktion zur Volumenbestimmung

In Abschnitt 5.2.4 wurden durch Untersuchung der Schärfentiefe Kriterien festgelegt, in welchem Bereich entlang der optischen Achse von BL1 und BL2 Partikel ausgewertet werden. Um die Genauigkeit zur Bestimmung des Nullpunktes des Flugstromreaktors in den BL1 und BL2 Aufnahmen zu erhöhen, wird anhand von Partikelkoordinaten in den niedrigsten Messebenen die relative Verschiebung der Referenzposition zur zentralen Jettröhrchenachse berechnet. In dieser Höhe ist die Wahrscheinlichkeit gering, dass die Partikel durch inhomogene Entgasung, inhomogenen Auftrieb, irreguläre Partikelform oder -rotation die zentralen Stromlinien des Jets verlassen haben. Abbildung 5.25 zeigt die Partikelpositionen in der x-y-Ebene von ca. 350 Partikeln, deren Position in z-Richtung zwischen 4 und 6,5 mm liegen. Die Positionen in der Abbildung sind bezogen auf der Referenztarget bei (0,0). Mittelpunkte, bei denen die z-Koordinate der Mittelpunkte von BL1 und BL2 eine Abweichung von mehr als $100 \mu\text{m}$ haben oder das Verhältnis der Partikelausdehnung (Δz) in z-Richtung von BL1 und BL2 $<0,75$ oder $>1,25$ ist, werden

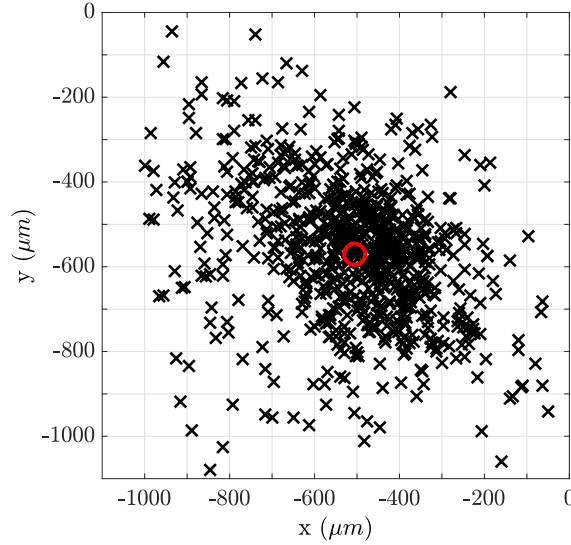


Abbildung 5.25: Partikelpositionen in der x-y-Ebene. Der rote Kreis markiert den Mittelwert. Position des Referenztarget bei x und y gleich Null.

nicht berücksichtigt. Der Mittelwert der Partikelpositionen liegt bei $x = -506\mu\text{m}$ und $y = -570\mu\text{m}$ (roter Kreis). Die Abweichung von ca. $65\mu\text{m}$ entsteht durch Ungenauigkeiten in der Ausrichtung des Referenztargets oder möglicherweise einer bevorzugten Austrittsrichtung der Partikel. Die räumliche Streuung beträgt bis zu $500\mu\text{m}$ um den Mittelwert. Dieses Ergebnis entspricht den Erwartungen bei einem Partikeljetrohrdurchmesser von $800\mu\text{m}$. Die z-Achse wird für die weitere Auswertung um die Mittelwerte der Partikelpositionen in x- und y-Richtung verschoben, da die Mittelwerte die Position der z-Achse exakter beschreiben als die bestimmte Position der z-Achse durch das etwas ungenaue Referenztarget. Somit liegt der auswertbare Bereich von BL2 zwischen $-850\mu\text{m}$ und $0\mu\text{m}$ in x-Richtung und für BL1 zwischen -1550 und $450\mu\text{m}$ in y-Richtung. In den folgenden Abbildungen ist der Ursprung mit den bestimmten Mittelwerten der Partikelposition in x und y Richtung geschoben, der dann dem Brennerursprung entspricht (Mittelpunkt von Jettröhrchen).

Als weiteren Kontrollparameter, ob beide Ansichten den gleichen Partikel detektiert haben, werden die z-Koordinaten der Mittelpunkte von BL1 und BL2 verglichen. Ist die Differenz größer $100\mu\text{m}$, werden diese Partikel in den Ergebnissen beim Vergleich von BL1 zu BL2 sowie der 3D-Rekonstruktion nicht berücksichtigt. Zu Unterschieden in den Mittelpunktpositionen kommt es durch Toleranzen in der Bestimmung der Referenzposition, durch unterschiedliche geometrische Mittelpunkte, da beide Ansichten eine unterschiedliche Partikelform sehen sowie durch Vibrationen des BL2-Systems (siehe Kapitel 5.2.3) und minimale Ungenauigkeiten in der Ausrichtung der Detektionssysteme. Des Weiteren wird das Verhältnis R_z der Partikelausdehnung in z-Richtung von BL1 und BL2 gebildet. Liegt dieser Wert zwischen 0,8 und 1,2, werden diese Partikel in die Ergebnisse miteinbezogen. Durch den Einfluss der Schärfentiefe bei BL2 auf die Partikelgröße und durch falsch detektierte Partikelperimeter, insbesondere wenn der Partikel von sehr

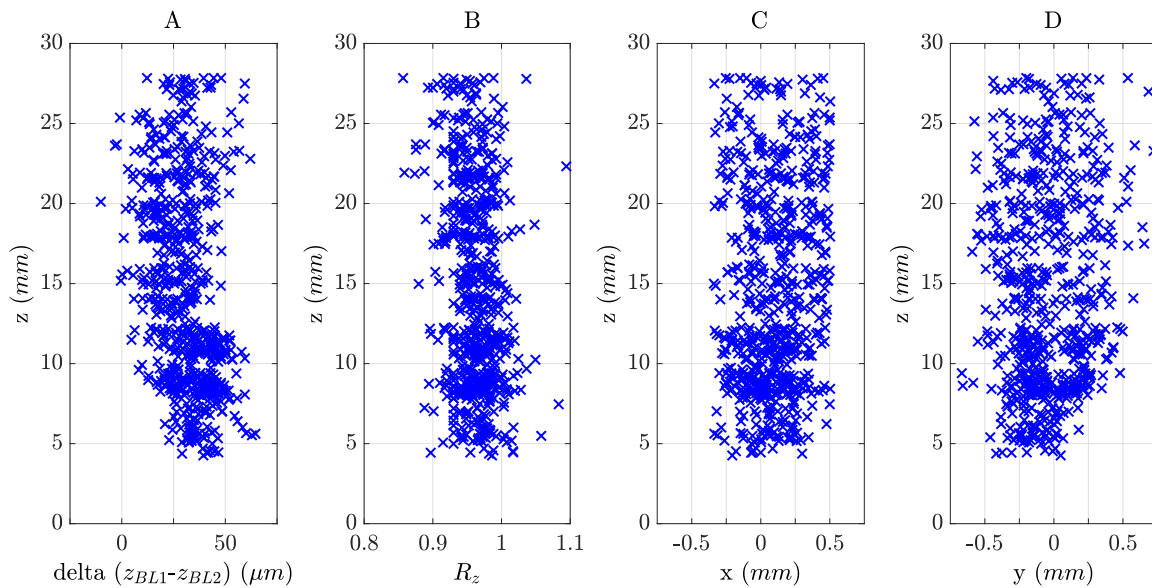


Abbildung 5.26: Kontrollparameter und Partikelverteilung in Abhängigkeit von der Höhe über dem Brennerkopf. Ergebnisse von SK2 AIR30.

viel Partikelmaterie wie z.B. Teer oder Ruß umgeben ist, können die Ausdehnungen in z-Richtung stark voneinander abweichen. Abbildung 5.26 zeigt die Werte der Kontrollparameter in Abhängigkeit der Höhe für die kolumbianische Steinkohle SK2 in der Atmosphäre AIR30. In allen Graphen A bis D ist die Höhe über dem Brennerkopf auf der vertikalen Achse aufgetragen. Die Differenz der z-Koordinate des Partikelmittelpunkts ist in A dargestellt. Die Differenz ist unabhängig von der Höhe und liegt zwischen 0 und 50 μm , was bedeutet, dass der Mittelpunkt der Partikel in BL1 fast immer weiter weg vom Brennerkopf bestimmt wird als bei BL2. Gründe hierfür sind einerseits, dass das BL1 System ein paar μs vor dem BL2 System ausgelöst wird und minimale Abweichungen bei der Positionsbestimmung mithilfe des Referenztargets. Das Verhältnis R_z der Partikelausdehnungen in z-Richtung von BL1 zu BL2 ist unabhängig von der Höhe, jedoch wird in den meisten Fällen die Ausdehnung von BL2 größer detektiert, was wahrscheinlich durch die höhere räumliche Auflösung und den geringeren Schärfentiefebereich von BL2 entsteht. Eine bevorzugte Flugbahn der Partikel kann auch nicht festgestellt werden (Abbildung 5.26 C und D). Die Streuung nimmt in beiden Ansichten mit zunehmender Höhe zu, da der Partikel durch räumliche und zeitliche inhomogene Ausgasung und Volatilenabbau seine Flugbahn ändert oder das Jettröhrchen nicht auf der zentralen Achse verlassen hat. Zusätzlich haben die meisten Partikel eine irreguläre Form und können um alle Achsen rotieren, wodurch Widerstands- und Auftriebskräfte nicht nur in z-Richtung angreifen können.

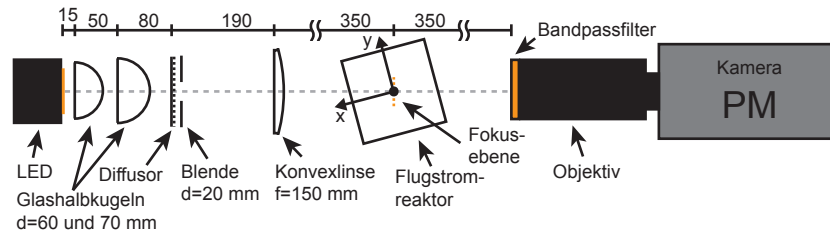


Abbildung 5.27: Skizze des experimentellen Aufbaus vom PM zur Partikelverfolgung mit einem DBI-System.

5.3 Diffuse Hintergrundbeleuchtung zur Partikelgeschwindigkeitsverfolgung DBI-PTV

Das Messsystem PM nimmt eine Bildserie der Partikel auf, um die Partikelgeschwindigkeit und die Partikelflugdauer abhängig von der jeweiligen Partikelposition über dem Brennerkopf zu bestimmen und Aussagen über das Folgevermögen der Partikel treffen zu können. Abbildung 5.27 zeigt eine Skizze des Aufbaus.

5.3.1 Datenaufnahme

Um den Partikel verfolgen zu können, wird eine DBI-Messtechnik eingesetzt. Diese besteht aus einer LED (HPR40E-44K100Y, Huey Jann Electronic Industry), die eine Array-Fläche von ca. $30 \times 30 \text{ mm}$ mit einem Abstrahlwinkel von 120° besitzt. Die Peak-Wellenlänge beträgt 590 nm . Die LED wird mit einer selbstgebauten Elektronik gepulst betrieben. Die Pulslänge beträgt ca. $300 \mu\text{s}$. Zwei Glashalbkugeln mit Durchmessern von 60 und 70 mm bündeln die diffusen Lichtstrahlen, bevor diese an einem Diffusor nochmals gestreut werden, um eine homogenere Ausleuchtung zu erhalten. Eine Blende erzeugt einen Lichtkegel, der dann durch eine konvexe Linse propagiert, um einen Lichtstrahldurchmesser von ca. 70 mm in der Fokusebene des Detektionssystems zu erzeugen. Die Aufnahmeseite besteht aus einer Hochgeschwindigkeitskamera (Fastcam SA1.1, Photron) mit einem Dynamikbereich von 12 bit . Das eingestellte FOV beträgt 128×1024 Pixel bei einer Bildwiederholrate von 1000 Hz . Die Belichtungszeit ist $100 \mu\text{s}$ lang. An der Kamera ist ein Objektiv (APO MACRO 180mm F3.5 EX DG, SIGMA) angebracht. Ein Bandpassinterferenzfilter (84-797, Edmund optics) mit einem Durchmesser von 50 mm blockiert einen großen Teil der thermischen Strahlung der Partikel. Die Zentralwellenlänge des Filters beträgt 600 nm und die Halbwertbreite 50 nm . Die Pixelauflösung des Detektionssystems beträgt $39 \mu\text{m}$.

5.3.2 Datenaufbereitung

In Abbildung 5.28 sind die Schritte der Datenaufbereitung von PM grafisch dargestellt. Das Hintergrundbild wird für jede Bildserie neu ermittelt, da der Hintergrund abhängig von der Messposition über dem Brennerkopf ist. Verschmutzungen auf den Quarzglas-scheiben schwächen das Hintergrundsignal lokal ab und der Schattenwurf des Brennerkopfes blockiert die Hintergrundbeleuchtung. Zur Ermittlung des Hintergrundes wird der

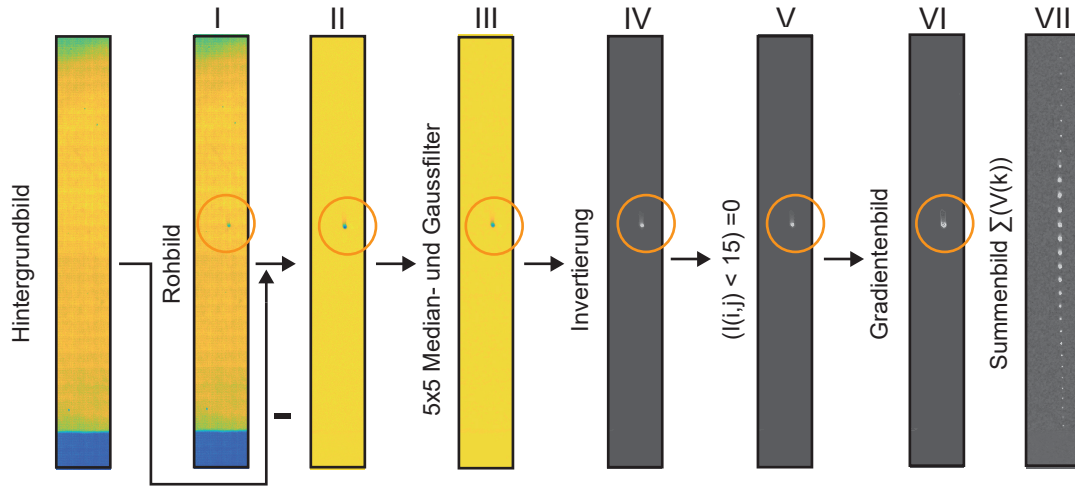


Abbildung 5.28: Schritte der Datenaufbereitung von PM.

Mittelwert aller Bilder der Sequenz gebildet. In jedem Bild werden zuvor die Partikelschatten und die thermische Strahlung von brennenden Partikeln ausmaskiert. Das gemittelte Hintergrundbild wird von den Rohbildern abgezogen. Das Bild (II) wird dann mit einem 5x5 Median- und 5x5 Gaußfilter bearbeitet, um das Bildrauschen zu reduzieren und dabei die scharfen Kanten des Schattenwurfs beizubehalten. In den nächsten Schritten wird das Bild invertiert (IV) und alle Pixelintensitäten, die kleiner 15 Counts sind zu Null gesetzt. Da diese Intensitätsschwankungen durch die Puls-zu-Pulsschwankungen des Messsystems entstehen, wird ein gemittelter Hintergrund abgezogen. Bild (VI) entsteht durch Anwendung eines Gradientenverfahrens nach Sobel. Bild (VII) zeigt als Beispiel eine Partikeltrajektorie durch Aufsummieren aller Bilder (V) einer Sequenz.

Für die Bestimmung des Partikelmittelpunktes in jedem Bild wurde ein Auswertalgorithmus geschrieben (Abb. 5.29). Da das FOV des PM-Systems in z-Richtung ca. 40 mm beträgt, kann mehr als ein Partikel im FOV sein. Deshalb werden die Startbedingungen für die Suche aus den Ergebnissen von BL1 bestimmt. Damit kann der Startframe (Flugzeit von Lichtschranke zur Partikelposition), die Partikelposition in z-Richtung und damit die Such-ROI sowie die Verschiebung der Such-ROI von Frame i_{Start} zu Frame $i_{Start} + / - 1$ (mittlere Partikelgeschwindigkeit zwischen Lichtschranke und Partikelposition) ermittelt werden. Nach der Festlegung des Suchfenters werden die Gradienten der ROI von klein nach groß sortiert. Ist der Mittelwert der 20 höchsten Gradienten über 100, wird das entwickelte Gradientenverfahren aus 5.2.2 angewendet. Wenn der Gradientenwert des 21. Pixels unter 100 liegt, wird der Schwellwert aus den 20 höchsten Gradientenpixel berechnet. Ist der Mittelwert kleiner 100, wird kein Partikelmittelpunkt in diesem Frame bestimmt und die Verschiebung anhand der Mittelpunkte der vorherigen beiden Frames bestimmt und zum nächsten Frame übergegangen. Nach der Binarisierung wird die Anzahl der Objekte in der ROI bestimmt. Ist mehr als ein Objekt vorhanden, ist der Partikel fragmentiert oder zwei Partikel haben einen so geringen Abstand, dass sie interagieren können. In beiden Fällen wird der Partikel aus der Statistik gelöscht. Wird kein Objekt detektiert, wird das Grauwertbild mit einem festen Schwellwert binarisiert und erneut die Objektanzahl geprüft. Wird kein Objekt gefunden, wird die Verschiebung

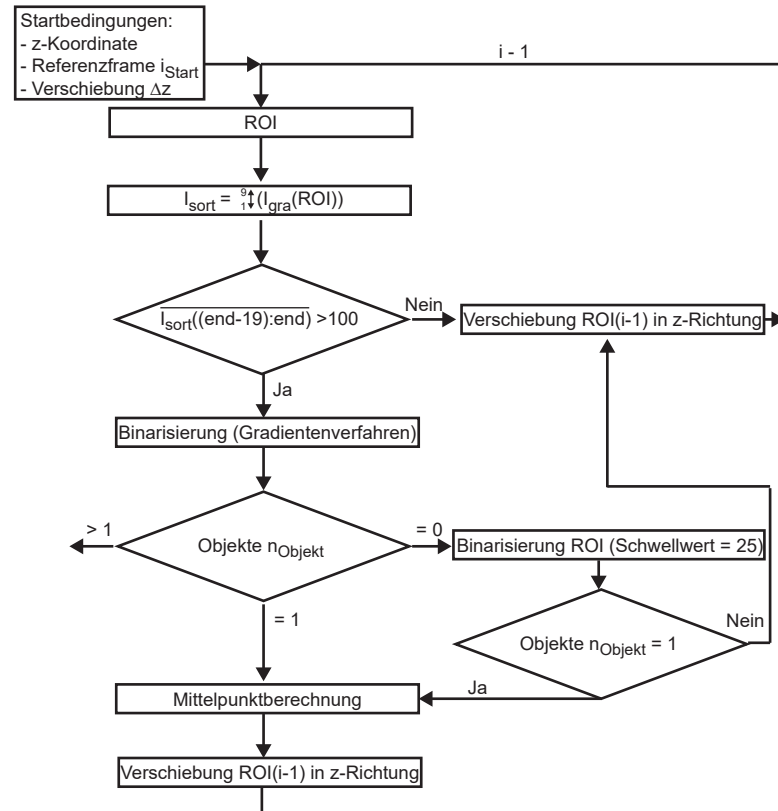


Abbildung 5.29: Algorithmus zur Bestimmung der zeitlichen und räumlichen Partikelpositionen.

der Suchregion anhand der vorherigen beiden Frames berechnet und zum nächsten Frame gewechselt. Ist nur ein Partikel detektiert, kann der Mittelpunkt des Partikels und somit dessen Position bestimmt werden sowie die Verschiebung der ROI im nächsten Bild $i-1$ mithilfe der Partikelpositionen dieses Bildes i und des vorherigen Bildes $i+1$. Geht der Partikel in den Koksabbrand über, wird die thermische Strahlung im Bereich der Bandbreite des Filters so hoch, dass diese größer wird als die der Hintergrundbeleuchtung. Der entwickelte Algorithmus kann durch die Anwendung des Gradientenverfahrens auch diese Partikelpositionen detektieren.

Beispielhaft sind für eine Bildsequenz von Steinkohle SK2 bei AIR10 die Ergebnisse der Partikelfindung in Abbildung 5.30 dargestellt. Dabei veranschaulichen die linken Bilder die aufsummierte Sequenz aller invertierten Bilder (Schritt V in Abbildung 5.28) und die binarisierten Partikelflächen. Deutlich zu erkennen ist der zunehmende Abstand zwischen den Partikelpositionen mit zunehmender Höhe. Die binarisierte Fläche nimmt ab $z=12,5 \text{ mm}$ zu und ab $z=18 \text{ mm}$ wieder ab. Für jedes fünfte Bild ist der Ausschnitt um den berechneten Partikelmittelpunkt vergrößert in Abbildung 5.30 rechts dargestellt. Bei den Partikelpositionen $z = 17,3 \text{ mm}$ und $z = 24,1 \text{ mm}$ entsteht durch die hohe Menge an feiner Materie um den Partikel ein zusätzlicher Schattenwurf neben dem Kernschattenwurf des Partikels. Ist die Dichte an feiner Materie zu hoch, wird der Mittelpunkt mit dem Gradientenverfahren falsch detektiert. In diesem Fall entspricht der Partikelmittelpunkt der höchsten Intensität des invertierten Bildes. Bei $z = 5,6 \text{ mm}$ erscheint der detektierte

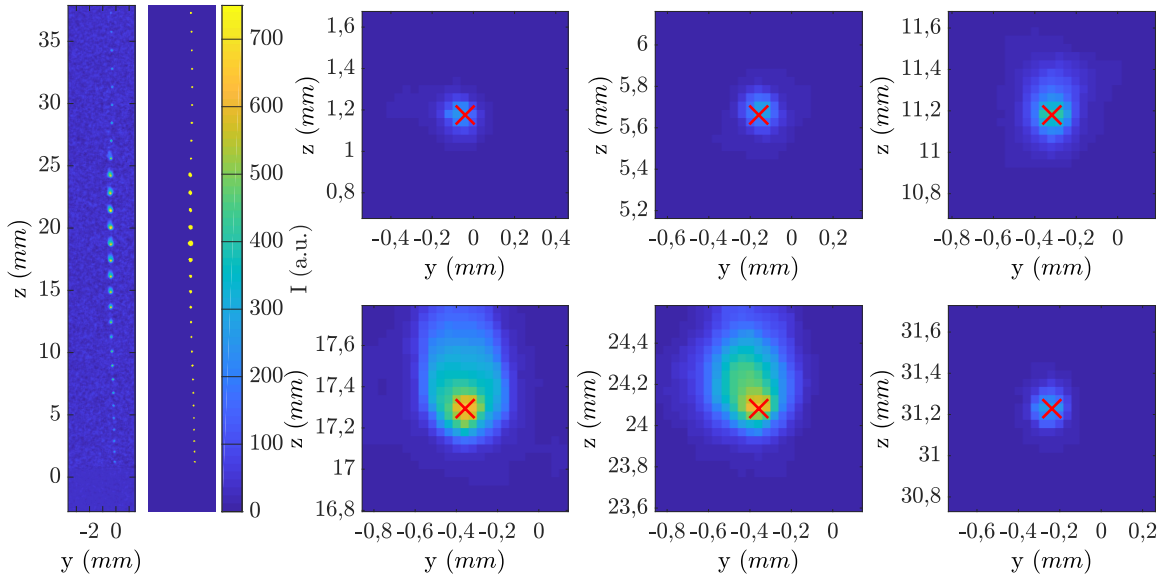


Abbildung 5.30: Beispiel: Detektierte Partikelpositionen von PM. Links: Überlagerte Bildsequenz bei 1000 Hz der invertierten und binarisierten Bilder. Rechts: Vergrößerung einzelner Partikelpositionen. Das rote x markiert den bestimmten Partikelmittelpunkt/-position.

Partikelmittelpunkt nicht mittig. Dies liegt an der Pixeldiskretisierung von $39\text{ }\mu\text{m}$. Die Auswertung arbeitet ohne eine Subpixeldiskretisierung, wodurch der Mittelpunkt in die Mitte des nächsten Pixels gesetzt wird. Die Partikelpositionen haben bei dieser Auflösung einen maximalen Fehler von ca. $\sqrt{2}$ mal der Pixeldiskretisierung.

5.3.3 Charakterisierung

Homogenität der Hintergrundbeleuchtung

Wie zuvor erwähnt wird der Hintergrund aus der Mittelung der Bildserie bestimmt, wobei Partikelschatten und -verbrennung maskiert werden. Abbildung 5.31 zeigt den gemittelten Hintergrund bei einer Messhöhe von 33 mm sowie unmaskierte horizontale und vertikale Profile (blau gestrichelte Linie) der Einzelbilder einer Bildserie. Bei $z > 900$ wird die Hintergrundbeleuchtung vom Brennerkopf abgeschattet und entspricht dem Dunkelbild der Kamera. Im oberen Bereich des FOV nimmt die Intensität ab. Vignetting ist hier nicht der dominierende Effekt, sondern die inhomogene Ausleuchtung des Hintergrundes. In horizontaler Richtung ist die Intensität auf dem gleichen Niveau. Jedoch ändert sich die Intensität um bis zu 250 Counts innerhalb von wenigen Pixeln. Diese Inhomogenitäten sind zwar relativ hoch (bis zu 15 % vom Mittelwert), beeinträchtigen die Auswertung aber nur geringfügig. Der Einbruch der Signalintensität bei einem horizontalen Profil tritt durch einen Partikelschattenwurf an dieser Position ($x = 80\text{ px}$) in einem Bild auf. Die Bild-zu-Bild-Intensitätsschwankungen des Hintergrunds pro Pixel betragen ca. 14 Counts, wobei der Anteil des Photonenrauschens ca. 5 Counts ist (berechnet aus abgeschatteten Bereich). Die Subtraktion eines gemittelten Hintergrundbildes von den Einzelbildern der

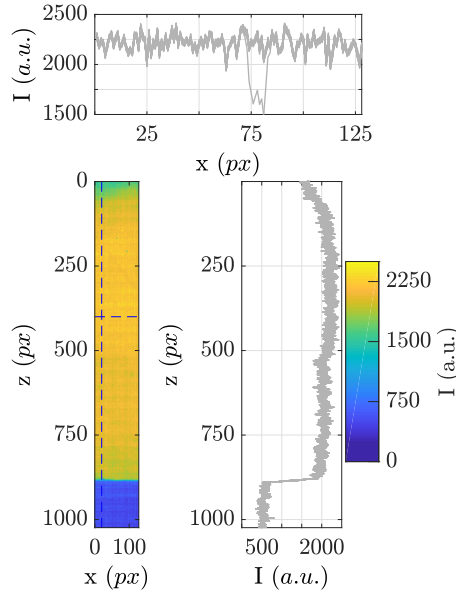


Abbildung 5.31: Diffuser Hintergrund von PM bei einer Messhöhe von 33 mm. Schwankungen eines horizontalen und vertikalen Profils (blau gestrichelt) über eine Serie von 40 Bildern.

Sequenz und lokaler Intensitätsschwankungen der Hintergrundbeleuchtung beeinflussen die Datenauswertung nicht.

Optische Auflösung

Die Pixeldiskretisierung wird mit einem auf ein Acrylglas aufgedrucktem Lochmuster bestimmt und beträgt $39,1 \mu m$. Optische Verzerrungen wurden nicht erkannt, weshalb auf eine Entzerrung verzichtet wird. Die Schärfentiefe beträgt mehrere Millimeter, wodurch sich alle detektierten Partikel im Fokusbereich befinden. Die optische Auflösung wird wie bei den Systemen BL1 und BL2 bestimmt. Die optische Auflösung wird aus dem Mittelwert von 50 CTFs berechnet und beträgt ca. $80 \mu m$.

5.4 OH-PLIF zur Messung des Volatilenabbrands

Laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radicals wird genutzt, um die Zündverzugszeit und den Volatilenabbrand zu bestimmen. Der Aufbau, die Datenaufbereitung und Charakterisierung des OH-Systems werden in diesem Kapitel beschrieben.

5.4.1 Datenaufnahme

Eine Skizze des experimentellen Aufbaus des OH-Systems ist in Abbildung 5.32 dargestellt. Ein Feststofflaser (EdgeWave-IS8II-E) pumpt bei einer Wellenlänge von $532 nm$ einen frequenzverdoppelten Farbstofflaser (Sirah Credo). Die Pulsenergie bei $283,01 nm$ ($Q_1(6)$ -Übergang) und einer Repetitionsrate von $10 kHz$ beträgt im Durchschnitt $0,33 mJ$. Das

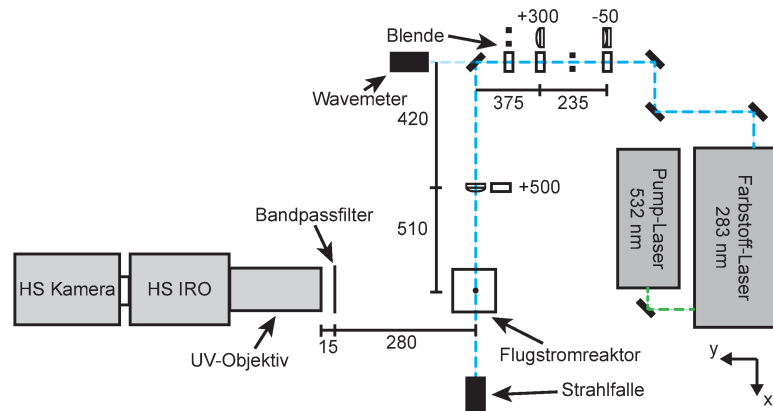


Abbildung 5.32: Skizze des experimentellen Aufbaus des OH-Detektionssystems.

Teleskop zur Strahlaufweitung besteht aus zwei Zylinderlinsen ($f = -50$, $f = +300$). Eine vertikale und eine horizontale Schlitze blockieren Reflexionen und schneiden den Laserstrahl auf eine Höhe von ca. 7 mm . Eine plankonvexe Linse ($f = +500$) fokussiert den Laserstrahl auf unter $100 \text{ }\mu\text{m}$ Dicke im Messvolumen. Dieser Wert wurde mit einem Beam Monitor (WinCam-LCM, Dataray) bestimmt. Ein fasergekoppelter Wavemeter (High Finesse WSU 30) überwacht die Anregungswellenlänge während der Messung. Zur Detektion des OH-Signals sind ein UV-Quarzglasobjektiv (Halle OUC 3.60.4) mit einer Brennweite von 150 mm , einem 2-stufigen linsengekoppelten Bildverstärker (HighSpeed IRO, LAVISION) sowie einer CMOS-Kamera (High-SpeedStar 6, LAVISION) aufgebaut. Zur Unterdrückung der Anregungswellenlänge des Lasers und der thermischen Strahlung von Kohlepartikeln wird ein Bandpassfilter (BP300-325, Laser Components) mit einem Transmissionsbereich von 305 bis 340 nm vor das Objektiv positioniert. Um den Einfluss von OH*-Chemilumineszenz, Flammeneigenleuchten und thermischer Strahlung im nahen Infrarotbereich auf das detektierte Signal zu minimieren, beträgt der IRO Gate 100 ns . Die eingestellte Kamera-Chip-Fläche ist 1024×200 Pixel groß, mit der längeren Ausdehnung in horizontaler Richtung. Die mit einem Target ($2,5 \text{ mm}$ Punktabstand) bestimmte Pixelauflösung liegt bei $27,55 \text{ }\mu\text{m}$.

5.4.2 Datenaufbereitung

Bevor die eigentlichen Ergebnisse aus den OH-Bildern extrahiert werden können, müssen die Rohbilder korrigiert werden. Abbildung 5.33 stellt bildlich den Ablauf der Korrekturen dar. Zuerst wird das Dunkelbild vom Rohbild abgezogen. Das Dunkelbild wird bei einem verschlossenen Objektiv mit denselben Gain- und Gate-Einstellungen wie bei den Messungen aufgenommen und über 50 Bilder gemittelt. Da der Laserlichtschnitt keine homogene Energieverteilung hat, wird diese in-situ in jedem Puls korrigiert. Dafür wird aus Bild III die ROI Beam genutzt. Dieser Bildausschnitt wird mit einem 5×5 Median- und 5×5 Gaußfilter gefiltert und dann je Pixelreihe gemittelt. Die OH-Konzentration im Abgas ist Temperaturabhängig und nimmt wie die Temperatur mit zunehmender Höhe ab. Mithilfe einer Simulation wurde der Molenbruch von OH in Abhängigkeit der Temperatur im Gleichgewicht bestimmt. Dies wird für jeden Betriebspunkt durchgeführt. Aus

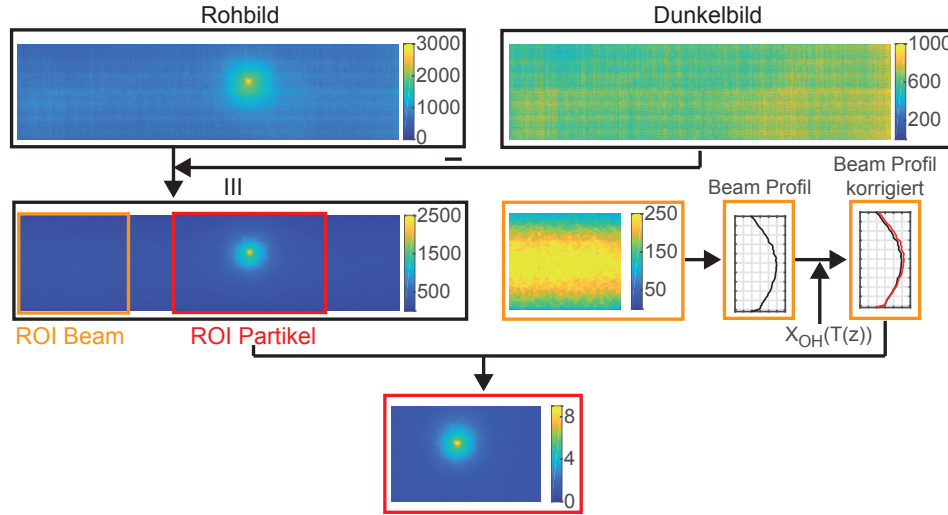


Abbildung 5.33: Schritte der Datenaufbereitung von OH.

den Temperaturmessungen ist die Temperatur in Abhängigkeit der Höhe bekannt und somit auch der OH Molenbruch. Bei einer Ausdehnung der ROI in z-Richtung von ca. 7 mm nimmt die OH-Konzentration über die Höhe um 5 bis 10 % ab, je nach Messhöhe und Betriebspunkt. Dadurch kann das Strahlprofil bezüglich inhomogener OH-Verteilung abhängig von der Höhe korrigiert werden. Mit diesem korrigierten Strahlprofil wird dann der Bildausschnitt *ROI Partikel* korrigiert und auf den Hintergrund normiert.

5.4.3 Charakterisierung

Optische Auflösung

Die optische Auflösung wird mit einem Siemensstern bestimmt. Dabei wird der Siemensstern mit einer Breitbandweißlichtquelle durchleuchtet. Eine UV-Lichtquelle stand nicht zur Verfügung. Die optische Auflösung ist abhängig von der Ausnutzung des Dynamikbereichs der Kamera. Da das später detektierte Intensitätssignal der Kohlepartikel abhängig vom Zeitpunkt des Volatilenabbrands und des Brennstoffs ist, wird der Dynamikbereich der 12 bit-Kamera nur zur Hälfte bei den Siemensstern-Aufnahmen ausgenutzt, um eine repräsentative optische Auflösung zu bestimmen. Die optische Auflösung durch Beleuchtung mit einer Weißlichtquelle wird aus dem Mittelwert von 50 CTFs berechnet und beträgt ca. 150 μm . Da die Messungen jedoch im UV-Bereich bei ca. 300 nm stattfinden, nimmt die Auflösungsgrenze zu. Näherungsweise berechnet sich die Auflösungsgrenze durch

$$f_{lim} = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (5.2)$$

wobei D der Durchmesser der Linse/Objektivs ist. Wird angenommen, dass die Wellenlänge bei den Siemenssternaufnahmen im Mittel 500 nm betrug und die Fluoreszenzwellenlänge des OH-Moleküls bei 300 nm liegt, ergibt sich eine Auflösungsgrenze bei 300 nm von ca. 90 μm .

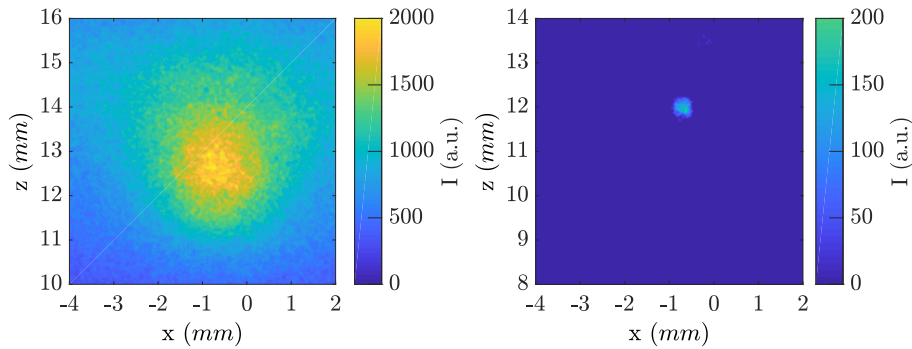


Abbildung 5.34: Nachweis der OH-Detektion am Kohlepartikel.

Validierung des detektierten OH-Signals

In einem Test werden neben Aufnahmen von brennenden Kohlepartikeln, bei der zuvor genannten Anregungswellenlänge des OH-Radials (on-resonant), auch Aufnahmen bei um $0,1 \text{ nm}$ verschobener Wellenlänge (off-resonant) gemacht, um sicherzustellen, dass das detektierte Signal OH vom Volatilenabbbrand der Kohlepartikel ist. Ergebnisse von Becker [128] und Hayashi et. al. [129] haben gezeigt, dass bei 266 nm und 355 nm PAHs in der Gruppenverbrennung von Kohlepartikeln angeregt werden. Balusamy et al. [77] und Hwang et al. [76] haben OH-PLIF Messungen in Jet-Flammen erfolgreich durchgeführt. Die on- und off-resonanten Messungen am Einzelpartikel werden nicht zeitgleich durchgeführt, wodurch die Messungen nicht am selben Kohlepartikel durchgeführt werden. Abbildung 5.34 zeigt beispielhaft einen on- und einen off-resonant gemessenen Partikel von mehreren detektierten Partikeln. Die Pulsenergie ist bei beiden Messungen gleich. Die IRO-Gain-Einstellungen sind ebenfalls gleich. Im linken Bild ist das starke on-resonante OH-Signal eines brennenden Kohlepartikels zu sehen, dass sich ca. 4 mm um das Intensitätsmaximum ausdehnt. Desweiteren ist das Gleichgewichts-OH des heißen Abgases an den Rändern des Bildausschnitts zu erkennen. Im off-resonanten Bild (rechts) beträgt die detektierte maximale Intensität nur ca. $1/20$ der on-resonanten Intensität. Die Fläche des Signals ist ebenfalls sehr viel kleiner und um den Partikel ist kein Gleichgewichts-OH messbar. Das detektierte off-resonante Signal stammt wahrscheinlich von einer thermischen Breitbandstrahlung der abbrennenden Partikelwolke um den Steinkohlepartikel, worauf in Kapitel 6.3 später genauer eingegangen wird.

Aufheizung der Partikel durch Laserpulse

Durch den Laser wird dem Partikel neben der Strahlungsenergie der umgebenden Atmosphäre zusätzlich Energie zugeführt. Um den Einfluss bewerten zu können, wird die Temperaturerhöhung durch die absorbierte Laserenergie analytisch abgeschätzt. Dabei wird von totaler Absorption ausgegangen. Die Energie Q des Laserstrahls beträgt $0,33 \text{ mJ}$ pro Puls. Durch die optischen Elemente im Strahlengang und die Quarzglasscheibe des Brenners erreichen nur 70% den Brennerraum. Bei einem $100 \mu\text{m}$ großen Partikel und 7 mm Lichtschnitthöhe berechnet sich die zugeführte Wärmeenergie zu $\Delta Q_p = 3,33 \cdot 10^{-6}$

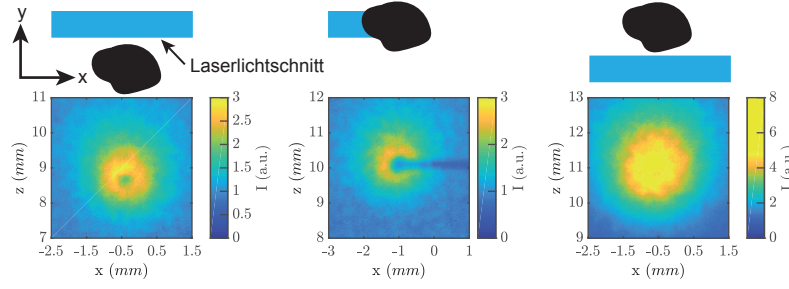


Abbildung 5.35: Detektiertes OH-Signal in Abhängigkeit der Partikelposition relativ zum Laserlichtschnitt.

J. Gleichung 5.3 beschreibt die benötigte Wärmeenergie für einen Körper, der um eine bestimmte Temperatur ΔT erhöht wird.

$$\Delta T = \frac{\Delta Q_p}{m_p \cdot c_p} \quad (5.3)$$

Die Masse des $100 \mu m$ großen Partikels beträgt bei einer Dichte ρ_p von $1200 kg/m^3$ $6,28 \cdot 10^{-10} kg$. Die spezifische Wärmekapazität für Steinkohle c_p liegt bei $1260 J/(kgK)$. Daraus ergibt sich eine Temperaturänderung des Partikels pro Puls von maximal $4,2 K$. Unter der Annahme, dass ca. 30 Pulse den Partikel erhitzen, würde der Laser den Partikel um $120 K$ erwärmen. Folglich beeinflusst OH-PLIF den Verbrennungsprozess eines Kohlepartikels, da die Aufheizrate um bis zu 20 % erhöht wird. Jedoch ist die Berechnung sehr konservativ durchgeführt worden und während der Zündung, bei der das OH-PLIF System hauptsächlich eingesetzt wird, dominiert die Aufheizrate durch die heißen Gase der Flachflamme

Detektiertes Signal in Abhängigkeit der Partikelposition relativ zum Laserlichtschnitt

Nicht jeder Partikel bewegt sich während der Messung im Laserlichtschnitt. Da die Verteilung des OH-Radikals dreidimensional ist und sich über mehrere Partikeldurchmesser ausdehnt, wird abhängig von der Partikelposition in y-Richtung ein anderes Segment des Signalvolumens detektiert, wie in Abbildung 5.35 dargestellt. Der Laserlichtschnitt kommt von links und breitet sich in x-Richtung aus. Befindet sich der Partikel zwischen Kamera und Laserlichtschnitt entsteht ein Donut-Profil. Blockiert der Partikel den Laserlichtschnitt bildet sich eine C-Form. Der Partikel wirft einen Schatten und in diesem Schatten kann kein OH-Radikal angeregt werden, wodurch rechts vom Partikel ein Streifen ohne oder mit einem sehr geringen Signal vorhanden ist im Vergleich zu seiner Umgebung in z-Richtung. Befindet sich der Partikel aus Sicht der Kamera hinter dem Laserlichtschnitt, entsteht ein geschlossenes Signal, das radial nach außen abnimmt.

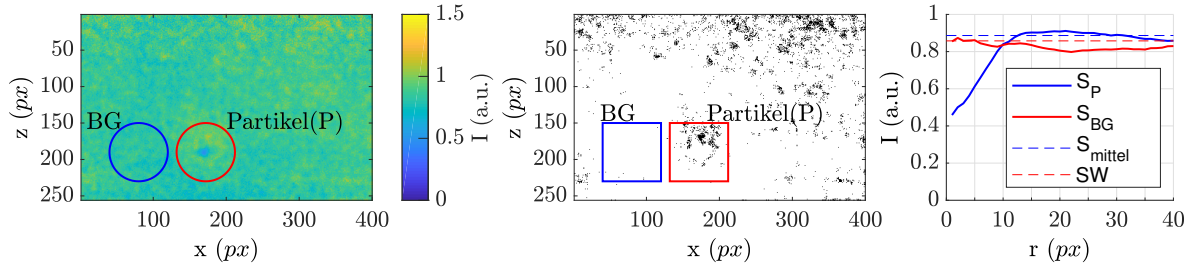


Abbildung 5.36: Bestimmung der Partikelzündung mittels OH-PLIF.

5.5 Partikelzündung mittels OH-PLIF

Das detektierte OH-Signal zu Beginn der Zündung ist in derselben Größenordnung wie der Hintergrund. Die zeitlichen und räumlichen z -Positionen des Partikels werden aus der Interpolation der Partikelbewegung PM bestimmt. Die x -Position des Partikels wird aus dem Mittelpunkt der OH-Signalausdehnung in x -Richtung in jedem Bild bestimmt. Die Suche des Zündzeitpunktes läuft zeitlich rückwärts ab, da die Bestimmung der Mittelpunkte exakter ist, wenn bei einem stärkeren OH-Signal begonnen wird ($S_P(t) < S_P(t+1)$). Somit kann das Suchfenster (ROI) festgelegt werden und von Bild zu Bild exakt verschoben werden, da die Partikelposition bekannt ungefähr bekannt ist durch die Parameter auch PM und dem vorherigen Bild. Zwei Kriterien müssen erfüllt sein, damit die Partikelposition in einem Bild als Zündhöhe und damit auch als Zündzeitpunkt des Partikels definiert werden kann. Abbildung 5.36 zeigt ein Beispiel wie die Zündung detektiert wird. Aus dem korrigierten Bild (linkes Bild) werden in den markierten Kreisen über den Umfang gemittelte radiale Intensitätsprofile S_P bestimmt. Das wird einmal für den Hintergrund S_{BG} durchgeführt und einmal für die Region um den Partikel S_P . Diese gemittelten radialen Profile werden nochmals zwischen dem Radius 10 und 40 gemittelt. Der Mittelwert von BG plus drei mal die Standardabweichung bilden den Schwellwert (SW). Mit diesem Schwellwert wird das korrigierte Bild binarisiert (mittleres Bild). Aus den beiden Quadranten (die Größe wurde anhand von Tests ermittelt) wird die jeweils größte Fläche (Pixelwert = 1) bestimmt. Ist die größte Fläche aus der Partikel-Region größer 75 px und mindestens fünf mal so groß wie die größte bestimmte Fläche des Hintergrundes, wird das erste Kriterium erfüllt. Wenn der Mittelwert S_{mittel} des gemittelten radialen Profils S_P größer als der Schwellwert SW ist, ist auch das zweite Kriterium erfüllt. Sind die Kriterien in Bild i erfüllt und in Bild $i-1$ nicht, dann befindet sich in Bild i die Zündhöhe und damit der Zündzeitpunkt des Partikels dieser Sequenz.

5.6 Lumineszenz Visualisierung zur Messung des Volatilenabbrands

Das Lumineszenz Signal wird genutzt, um den Beginn des Koks-Abbrands und damit das Ende des Volatilenabbrands zu bestimmen. Zusätzlich kann bei Steinkohlen eine zeitliche und räumliche Historie der Verbrennung der Teere beobachtet werden.

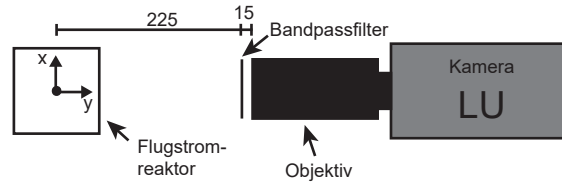


Abbildung 5.37: Skizze des experimentellen Aufbaus des Lumineszenz-Detektionssystems.

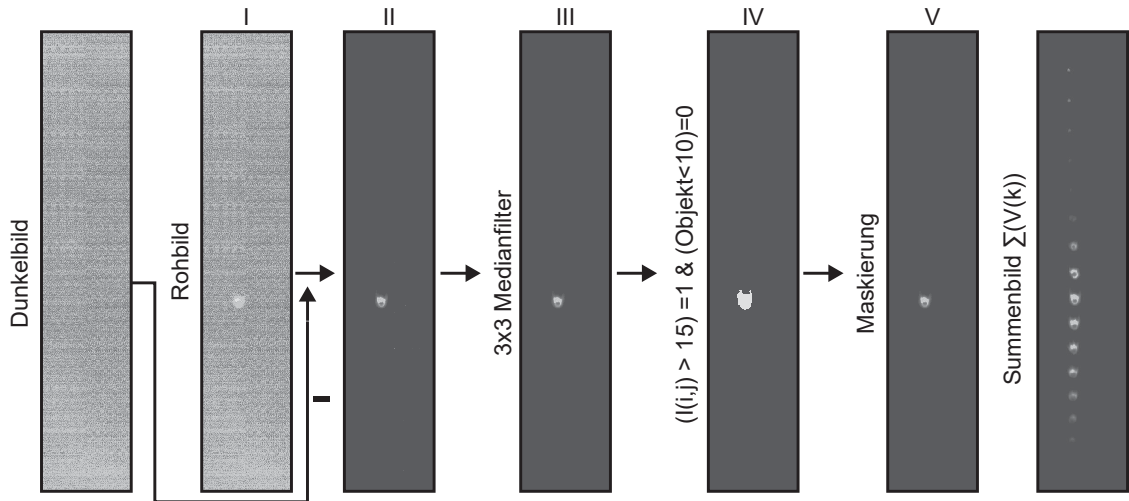


Abbildung 5.38: Schritte der Datenaufbereitung von LU.

5.6.1 Datenaufnahme

Der gegenüber den anderen eingesetzten Messtechniken vergleichsweise einfache Aufbau des Lumineszenz-Systems (LU) ist in Abbildung 5.37 skizziert. An die Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera (FASTCAM SA-X2, Photron) ist ein Macro-Objektiv (Sigma 180-/F2.8 Macro) montiert. Vor dem Objektiv befindet sich ein Bandpassfilter (Semrock FF01-492/SP), der im Bereich von 390 bis 485 nm transmittiert. Die Bildwiederholrate beträgt 10 kHz. Der Kamerachip wird 60 μ s belichtet, um möglichst instantane Bilder bei maximaler Ausnutzung des Dynamikbereichs zu erhalten. Das FOV beträgt 1025x256 Pixel mit einer Pixeldiskretisierung von 22,3 μ m. Die Bildwiederholrate beträgt 10 kHz.

5.6.2 Datenaufbereitung

Wie bei den anderen Messsystemen wird bei der Datenaufbereitung zuerst das Dunkelbild vom Rohbild abgezogen, wie in Abbildung 5.38 dargestellt. Im Schritt II wird ein 3x3 Medianfilter zur Rauschreduzierung auf das Bild angewendet. In Bild IV wird eine Maske erstellt, um diese dann auf Bild III anzuwenden. Dadurch wird das Rauschen weiter reduziert. Signalstrukturen, die größer 10 Pixel sind, bleiben erhalten. Bild V stellt das finale Bild dar. Im Summenbild (rechts in Abb. 5.38) ist jedes zehnte Bild übereinandergelegt, um die zeitliche und räumliche Trajektorie einer LU-Sequenz darzustellen, die insgesamt aus bis zu 170 Einzelbildern besteht.

5.6.3 Charakterisierung

Die optische Auflösung wird wie bei den anderen Messsystemen mit einem Siemensstern bestimmt. Der Mittelwert für die optische Auflösung beträgt ca. $40\ \mu m$.

Kapitel 6

Ergebnisse

6.1 Partikelparameter

6.1.1 Vergleich der Partikelgrößenverteilung von BL1 und BL2

Abbildung 6.1 zeigt Histogramme der Partikelgrößenverteilung für alle eingesetzten Kohlen. Dabei wurden nur Partikel berücksichtigt, die maximal 10 mm in den Brennerraum eingedrungen sind, mit dem Ziel eine Größenverteilung beim Eintritt der Partikel in den Brennerraum zu erhalten. Die bestimmten Durchmesser von BL1 (dunkel grau) und BL2 (hell grau) entsprechen dem Heywood-Durchmesser. In grün ist der mittlere Durchmesser von BL1 und BL2 für jeden Partikel dargestellt. Die Anzahl der verwendeten Partikel steht in Klammern. Vergleiche der Größenverteilung einer Kohle bei unterschiedlichen Betriebspunkten haben gezeigt, dass die Verteilungen unabhängig vom Betriebspunkt sind, weshalb repräsentativ die Ergebnisse von dem Betriebspunkt AIR20 aufgetragen sind. Gesiebte Größenfraktionen von 63 bis 90 μm (1), 90 bis 125 μm (2) und 160 bis 200 μm (3) sind hier dargestellt. Kolumbianische Steinkohle ist mit SK abgekürzt, Pittsburgh No. 8 mit PT, Rheinische Braunkohle mit RB, Steinkohle Ibbenbüren mit SI und Steinkohle US high sulfur mit US. Bei allen Kohlen ist die Größenverteilung bis zu 20 % bezogen auf den Mittelwert der Rohkohle (Tabelle 4.1) zu größeren Durchmessern verschoben (weitere Erläuterungen sind in Abschnitt 6.1.3 zu finden). Die Verteilungen bestimmt mit BL1, im Vergleich zu den Verteilungen von BL2, sind sehr ähnlich. Die minimale Verschiebung der maximalen Wahrscheinlichkeit ist auf den unterschiedlichen Aufbau und damit verbundenen unterschiedlichen Auflösungsgrenzen der Detektionssysteme zurückzuführen. Bei allen Partikelarten ist die Größenverteilung des mittleren Durchmessers annähernd symmetrisch um die maximale Wahrscheinlichkeit verteilt, bis auf SI2, bei der nur wenige Partikel zur Verfügung stehen.

6.1.2 Partikelformverteilung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der berechneten Partikelparameter dargestellt. Dabei werden auch Vergleiche der beiden Ansichten sowie der Partikelarten durchgeführt, wobei wie zuvor nur Partikel bis zu einer Brennereintrittshöhe von 10 mm berücksichtigt werden. Ein Vergleich der berechneten Heywood-Durchmesser von BL1 und BL2 vom selben Partikel von SK2 AIR20 ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Dabei ist deutlich zu

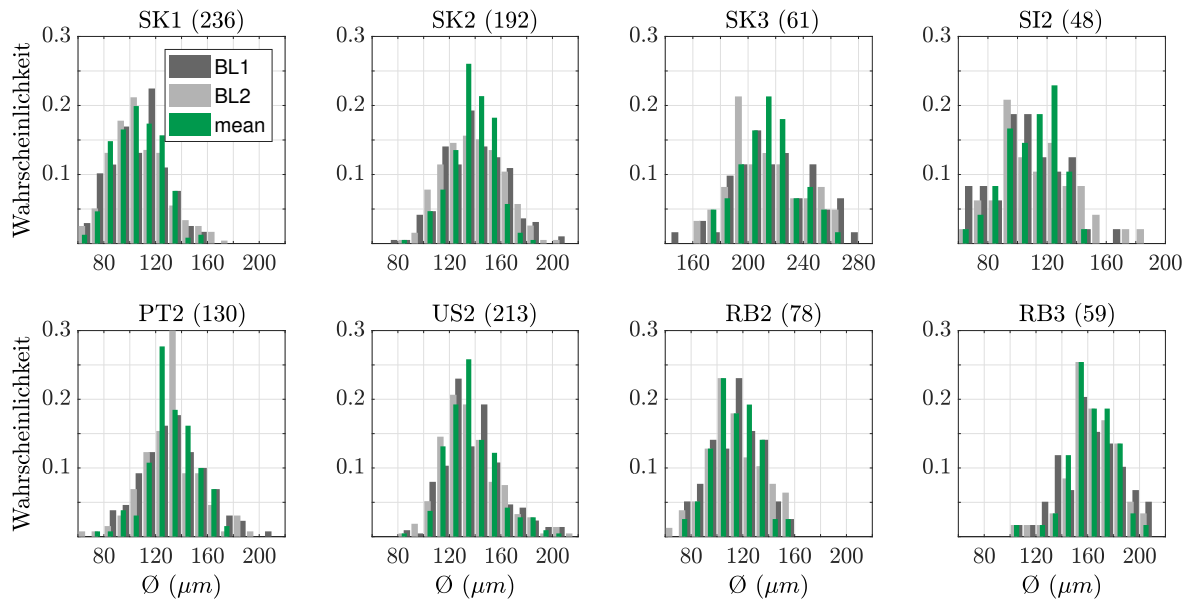


Abbildung 6.1: Partikelgrößenverteilungen im Bereich des Brenneintritts. Ergebnisse von AIR20 repräsentativ für alle Betriebspunkte.

erkennen, dass die Durchmesser von BL1 teilweise stark von den Durchmessern von BL2 vom selben Partikel abweichen. Bei einem Großteil der Partikel liegt die Abweichung der Durchmesser unter 30 %. Die detektierten Projektionen von den markierten Partikeln A und B sind auf der rechten Abbildungshälfte dargestellt. Der rote Kreis entspricht dem Heywood-Durchmesser. Bei Partikel A weicht die Partikelfläche um mehr als das dreifache voneinander ab, wodurch der Durchmesser von BL2 fast doppelt so groß ist. Desweiteren sind auch Abweichungen in der Form zwischen BL1 und BL2 erkennbar. Partikel B hat in beiden Ansichten fast dieselbe Größe und dieselbe rundliche Form, wodurch die beiden berechneten Durchmesser übereinstimmen. Jedoch kann bei gleichem berechneten Durchmesser die Form der beiden Partikelansichten stark voneinander abweichen, worauf später noch genauer eingegangen wird. Die anderen untersuchten Partikelarten weisen über alle Größen unabhängig vom Betriebspunkt ähnliche Streumuster auf.

Des Weiteren zeigt Abbildung 6.3 die ermittelten Formparameter von BL1 und BL2 für den gleichen Datensatz SK2 AIR20. Im linken Graphen ist zu erkennen, dass kein Partikel rund ist, was bei einer Sphärizität von 1 der Fall wäre. Derselbe Partikel kann bei BL1 eine andere Rundheit besitzen als in BL2. Die meisten Sphärizitäten streuen zwischen 0.6 und 0.9. Ein Trend, dass die projizierten Ansichten von BL1 sphärischer sind als in BL2 oder umgekehrt, ist nicht zu erkennen. Die Solidität ist im mittleren Graphen aufgetragen. Bei den meisten Partikeln ist der Flächenunterschied von Partikel und der konvexen Hülle kleiner als 7,5 %. Der Unterschied zwischen BL1 und BL2 beträgt bei den meisten Partikeln weniger als 5 %. Anhand dieses Ergebnisses ist die Wahrscheinlichkeit sehr gering, dass die untersuchten Partikel außergewöhnliche Formen wie Verästelungen, Sternformen oder Bananenformen besitzen. Dies bestätigt auch die ermittelte Konvexität der Partikel. Hierbei ist jedoch auffällig, dass die Partikel nicht um die Diagonale mit der Steigung eins streuen, sondern das Streumuster in Richtung größerer Konvexitäten von

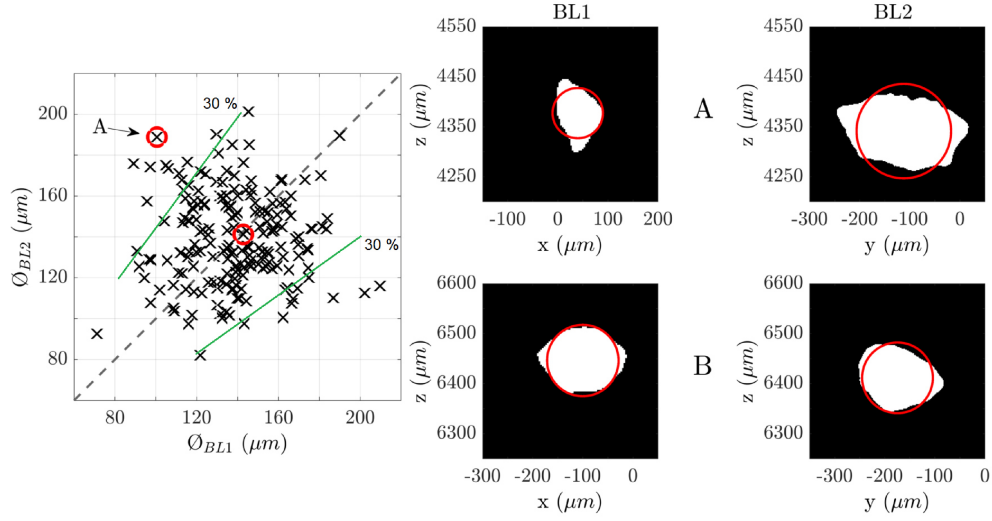


Abbildung 6.2: Vergleich der Heywood-Durchmesser von BL1 und BL2 bei SK2 AIR20. Die maximale Eindringtiefe der Partikel in den Brennerraum beträgt 10 mm. Rechts sind die Projektionen von BL1 und BL2 für die beiden im linken Graphen markierten Partikel A und B dargestellt. Der rote Kreis entspricht dem Heywood-Durchmesser.

BL1 verschoben ist. Im Vergleich zu BL2 sind sogar Werte größer als 1 berechnet worden, was geometrisch nicht möglich ist. Hierbei handelt es sich um einen systematischen Fehler, der mit der Perimeterbestimmung zusammenhängt und von der Anzahl der Perimeterpixel sowie deren Konnektivität abhängt. Die hier dargestellten Ergebnisse sind repräsentativ für alle hier experimentell untersuchten Partikelarten und Größenverteilungen, da kein Unterschied erkennbar ist, wird auf die Darstellung der anderen Kohlen an dieser Stelle verzichtet.

Als weiteres Kriterium, ob ein Partikel eher eine runde oder eine ovale bzw. stäbchenförmige Form besitzt, kann auf die Exzentrizität einer an den Partikel angepassten Ellipse zurückgegriffen werden. Abbildung 6.4 stellt die numerischen Exzentrizitäten für denselben Datensatz dar sowie die binarisierten Bilder zweier ausgewählter Partikel A und B.

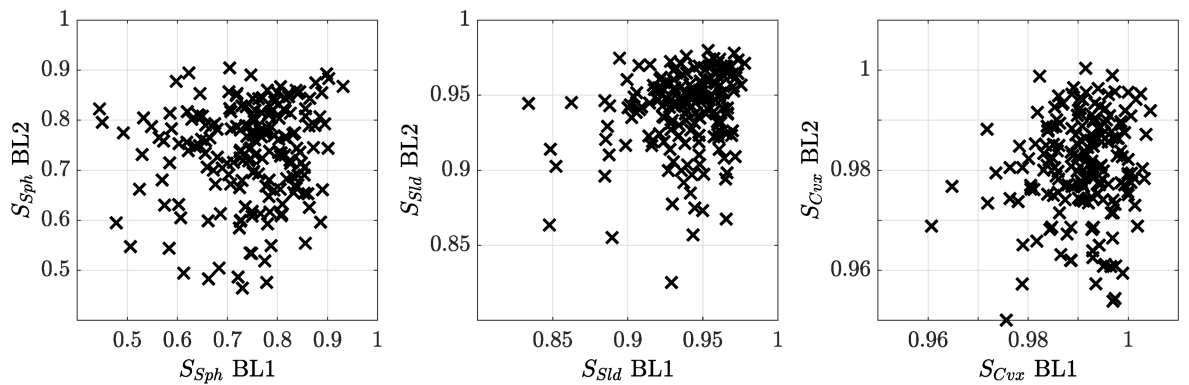


Abbildung 6.3: Vergleich der Formparameter von BL1 und BL2 bei SK2 AIR20. Die maximale Eindringtiefe der Partikel in den Brennerraum beträgt 10 mm.

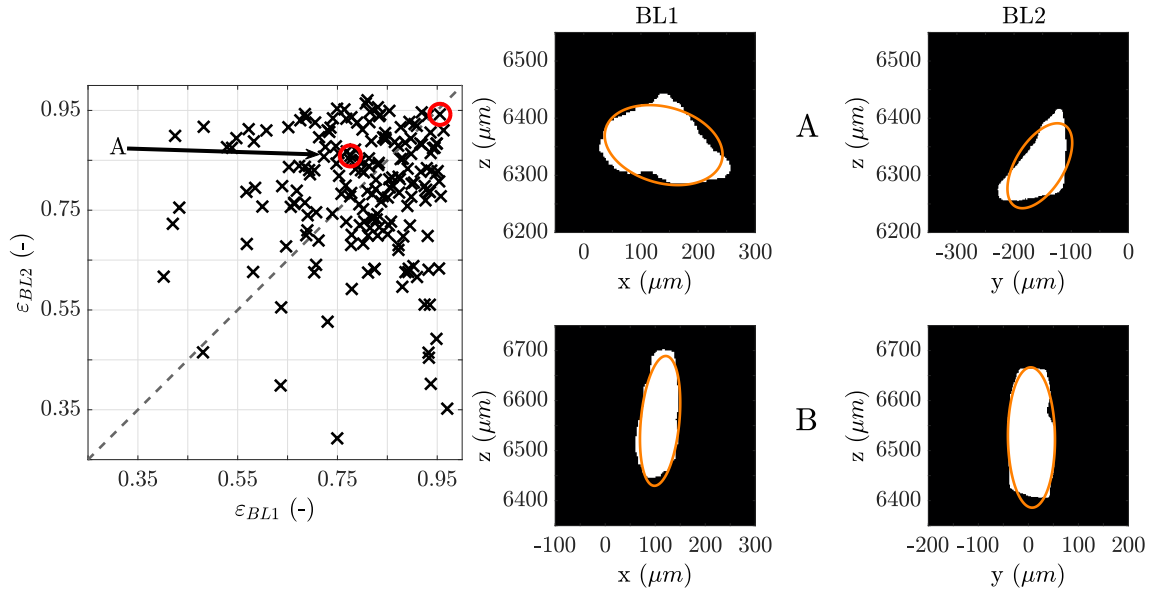


Abbildung 6.4: Links: Numerische Exzentrizitäten von BL1 und BL2 bei SK2 AIR20. Die maximale Eindringtiefe der Partikel in den Brennerraum beträgt 10 mm. Rechts: Zwei Beispielpartikel A und B. Diese sind in der linken Abbildung rot markiert.

90 % der Exzentrizitäten liegen zwischen 0,6 und 1, wobei eine Exzentrizität von 0 einem Kreis entspricht (2.3) und streuen um die Diagonale. Die Exzentrizitäten eines Partikels aus beiden Ansichten reichen aber nicht aus, um eine Aussage über die Form zu treffen. Partikel A hat vergleichbare Exzentrizitäten, jedoch entsteht bei der 3D-Rekonstruktion eher ein scheibenförmiger Partikel. Auch die Exzentrizitäten von Partikel B sind ähnlich, wobei der Partikel aber stäbchenförmig ist. Neben der Exzentrizität beeinflusst die Orientierung der Ellipse die Form des Partikels, weshalb eine 3D-Rekonstruktion notwendig ist, um eine weitere Aussage über die Partikelform treffen zu können.

Die Exzentrizitäten sind unabhängig vom Partikeldurchmesser. Abbildung 6.5 links zeigt die numerischen Exzentrizitäten in Abhängigkeit des Heywood-Durchmessers für BL1 und BL2. Die Anhäufung bei ca. 140 μm kommt durch die Partikelgrößenverteilung bei der höchsten Wahrscheinlichkeit ebenfalls bei 140 μm liegt (siehe Abbildung 6.1), weshalb eine Abhängigkeit der Exzentrizität vom Partikeldurchmesser nicht erkennbar ist. Der rechte Graph stellt den mittleren Ellipsendurchmesser über dem mittleren Heywood-Durchmesser dar. Die Ellipsendurchmesser (blau) bestimmt über die Ellipsenflächen sind minimal größer als der Heywood-Durchmesser. Wenn der Ellipsendurchmesser (schwarz) aus dem Mittelwert der doppelten Halbachsen bestimmt wird, sind diese bis zu 15 % größer als der Heywood-Durchmesser, weshalb im Folgenden der flächenäquivalente Durchmesser über die Ellipsenfläche bestimmt wird.

Ein Vergleich der Ergebnisse der 3D-Rekonstruktion mit denen der beiden 2D-Ansichten ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Als Referenzdurchmesser wird im linken Graphen der mittlere Durchmesser aus BL1 und BL2 benutzt. Der Durchmesser von BL1 (orange) streut am stärksten um die Diagonale. Die drei anderen Durchmesser, die aus der 3D-Rekonstruktion (maximales Volumen V_{max} , Volumen der konvexen Hülle V_{konvex} , Volu-

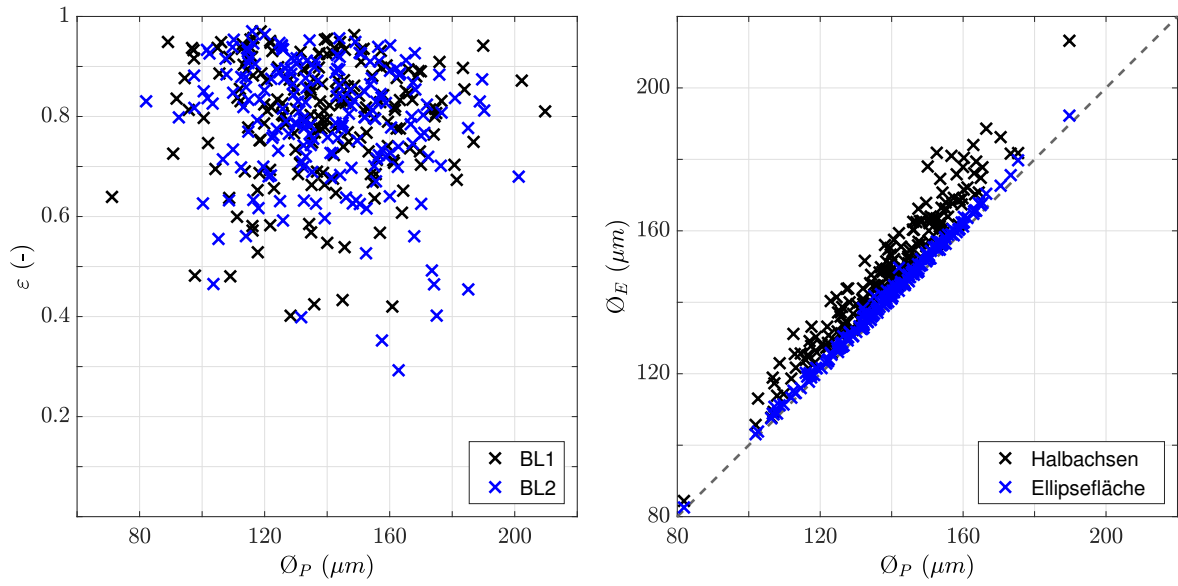


Abbildung 6.5: Links: Numerische Exzentrizität in Abhängigkeit vom Heywood-Durchmesser für BL1 und BL2. Rechts: Äquivalenter Durchmesser berechnet aus Ellipsenparameter (Mittelwert der Halbachsen, Ellipsefläche) in Abhängigkeit vom Heywood-Durchmesser.

men des Ellipsoid $V_{Ellipsoid}$) ermittelt sind, streuen weniger stark, sind aber im Mittel parallel zur Diagonalen verschoben. Wie erwartet ist der äquivalente Durchmesser des maximal möglichen Volumens (blau) am größten. Ca. 90 % der äquivalenten Durchmesser sind größer als der Referenzdurchmesser. Aus dem Volumen der konvexen Hülle (grün) wird der kleinste Durchmesser bestimmt. Über 95 % der Durchmesser sind kleiner als der Referenzdurchmesser. Der äquivalente Durchmesser (türkis) aus dem Volumen des Ellipsoiden-Fits schwankt um die Diagonale mit ca. 10 %. Eine Gegenüberstellung der Exzentrizitäten ergibt eine geringere Streuung des Ellipsoiden verglichen mit BL1 (Abbildung 6.6 rechts). Dabei ist die mittlere Exzentrizität aus BL1 und BL2 die Referenz. Die Referenzexzentrizität ist bei den meisten Partikeln kleiner als die des Ellipsoids oder die der Ellipse aus BL1. Da die Streuung geringer ist und zwischen den anderen beiden berechneten Durchmessern liegt, wird der äquivalente Durchmesser, berechnet aus dem Volumen des Ellipsoids im Folgenden als Referenzdurchmesser angenommen. Die Exzentrizität beschreibt nur, ob ein Partikel rund oder unrund ist. Um eine exaktere Aussage über die Partikelform treffen zu können, müssten die Halbachsen der Ellipsoids miteinander verglichen werden. Im Folgenden wird die Exzentrizität des Ellipsoids als Referenz benutzt.

Die Ergebnisse zeigen, dass nahezu alle Partikel eine Exzentrizität aufweisen. Durch den Einsatz von zwei DBI Systemen, die senkrecht zueinander ausgerichtet sind, kann die Größe und die Form der Partikel besser bestimmt werden und Fehler reduziert werden.

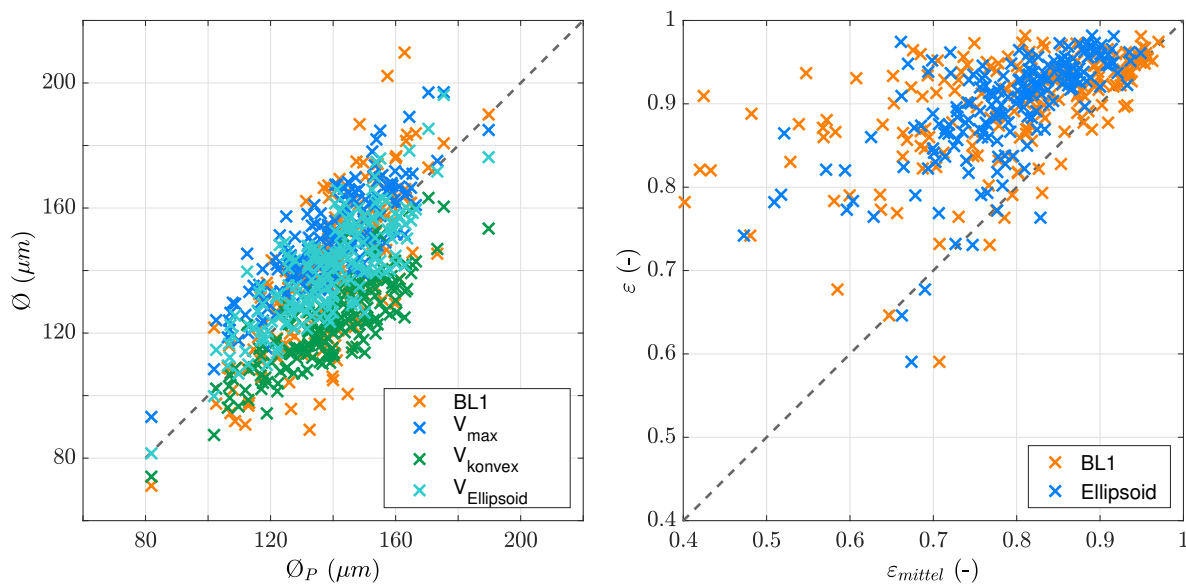


Abbildung 6.6: Links: Äquivalente Durchmesser bestimmt aus der 3D-Rekonstruktion in Abhängigkeit vom mittleren Durchmesser von BL1 und BL2. Rechts: Numerische Exzentrizität des Ellipsoiden-Fits von BL1 im Vergleich zur mittleren numerischen Exzentrizität aus BL1 und BL2

6.1.3 Partikelschwellung und -formänderung

Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, können Kohlepartikel während der Verbrennung ihre Größe und Form ändern. Die Ergebnisse der hier untersuchten Kohlen sind in diesem Abschnitt dargestellt. Zuerst werden die Messergebnisse beschrieben, bevor diese interpretiert werden. Im Bereich von 5 bis 9 mm oberhalb des Brennerkopfes wird in Millimeterschritten entlang der Z-Achse gemessen und ab 9 mm in zwei Millimeterschritten. Die maximale Messhöhe ist abhängig vom Ende des Volatilenabbrands der jeweiligen Kohle, da nur Untersuchungen bis zum Übergang vom Volatilenabbrand in den Koksabbrand durchgeführt wurden.

Beschreibung der Messergebnisse zur Partikelschwellung

Abbildung 6.7 zeigt die Ergebnisse für SK1 abhängig von der Höhe über dem Brennerkopf für alle Betriebspunkte. Die grün gestrichelte Linie ist der mittlere Durchmesser der Rohkohle (Vergleiche Abb. 4.1). Die Einzelmessungen sind in grau dargestellt. Die äquivalenten Durchmesser sind aus dem Volumen der Ellipsoiden der 3D-Rekonstruktion bestimmt. Das horizontale Streifenmuster der Partikelverteilung entsteht durch die schrittweisen Verschiebungen des Brenners, wodurch nicht in allen Höhen Partikel gemessen wurden. Die schwarzen Punkte entsprechen den bei einer Messhöhe gemittelten Durchmesser und den dazugehörigen gemittelten Partikelpositionen. Die Balken entsprechen der Standardabweichung. In Klammern ist die Gesamtzahl der gemessenen Partikel beim jeweiligen Betriebspunkt eingetragen. Bei allen Höhen und Betriebspunkten streut der Partikeldurchmesser sehr stark durch die breite Partikelgrößenverteilung der Rohkohle. Die Standardabweichungen betragen bis zu 40 μm . Die mittleren Durchmesser sind bei

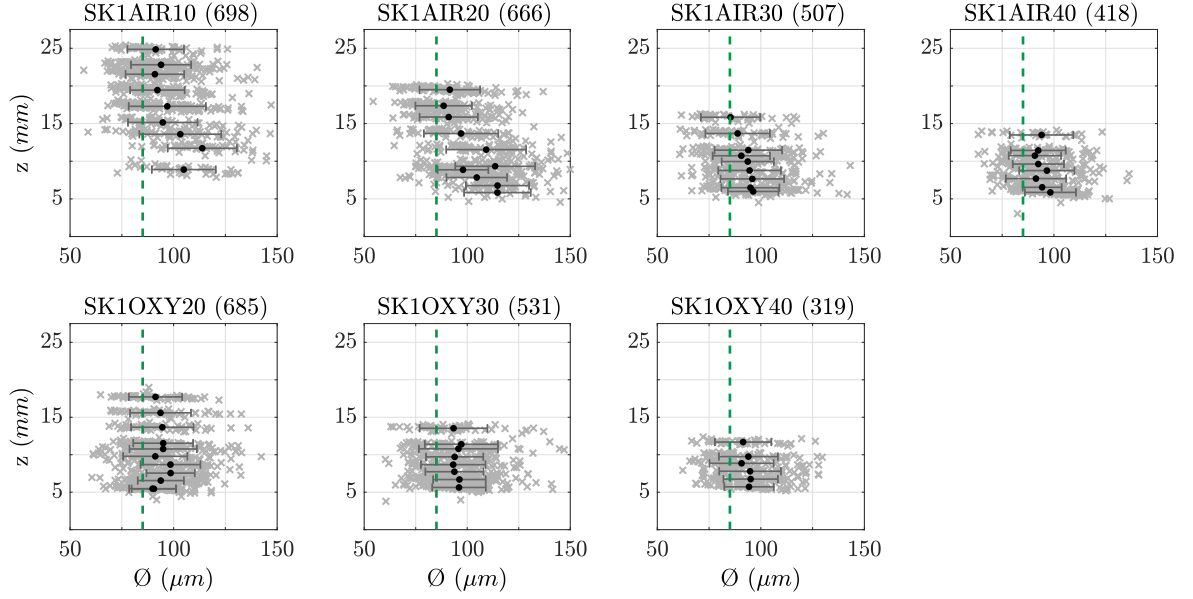


Abbildung 6.7: Durchmesser- und Höhenverteilung von SK1 abhängig von der Höhe für alle Betriebspunkte. Grün gestrichelte Linie beschreibt den mittleren Durchmesser der Rohkohle. Schwarz: Mittelwert und Standardabweichung. Die Zahl in Klammern beschreibt die Anzahl der untersuchten Partikel.

allen Betriebspunkten größer als der mittlere Durchmesser der unverbrannten Rohkohle. Bei den AIR-Betriebspunkten wie auch bei OXY20 ist eine konstante Abnahme des Durchmessers nach Erreichen des Maximums zu beobachten, wobei das Maximum teilweise in der ersten Messhöhe liegt. Die Position des Maximums und die Abnahmerate des Partikeldurchmessers nach dem Maximum sind abhängig vom Betriebspunkt. Der maximale Durchmesser der Mittelwerte bei AIR10 liegt bei $z = 12 \text{ mm}$ und der mittlere Durchmesser nimmt langsamer ab als bei den anderen Betriebspunkten. Bei AIR20 entsteht ein einige Millimeter langes Plateau bei fast konstantem maximalen Durchmesser, der die gleiche Größe wie der bei AIR10 hat. Danach nimmt der Durchmesser jedoch stärker ab als bei AIR10. SK1 erreicht bei AIR30 und AIR40 wahrscheinlich schon vor $z = 5 \text{ mm}$ das Maximum und fällt danach geringfügig ab. Bei AIR30 ist ab ca. 14 mm eine stärkere Abnahme des mittleren Durchmessers zu erkennen, was bei AIR40 nicht der Fall ist. Die maximalen Durchmesser der Mittelwerte bei AIR10 und AIR20 sind höher als die von AIR30 und AIR40. Die Ergebnisse der OXY-Betriebspunkte lassen sich untereinander und mit denen der AIR-Betriebspunkte nicht gut vergleichen, da die Fluidgeschwindigkeit der OXY-Betriebspunkte nicht konstant ist und geringer ist als bei den AIR-Betriebspunkten. Der mittlere Durchmesser nimmt bei OXY20 bis zu einer Höhe von 8 mm zu und dann langsamer ab als bei der Zunahme. Die mittleren Durchmesser bei OXY30 und OXY40 liegen im Messbereich auf einem Plateau vergleichbar mit den Größen von AIR30 und AIR40.

Die Ergebnisse von SK2 in verschiedenen Verbrennungsatmosphären sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Die maximale Standardabweichung ist bei allen Höhen und Betriebspunkten größer als 25 µm und beträgt maximal ca. 60 µm . Bei allen Betriebspunkten nimmt

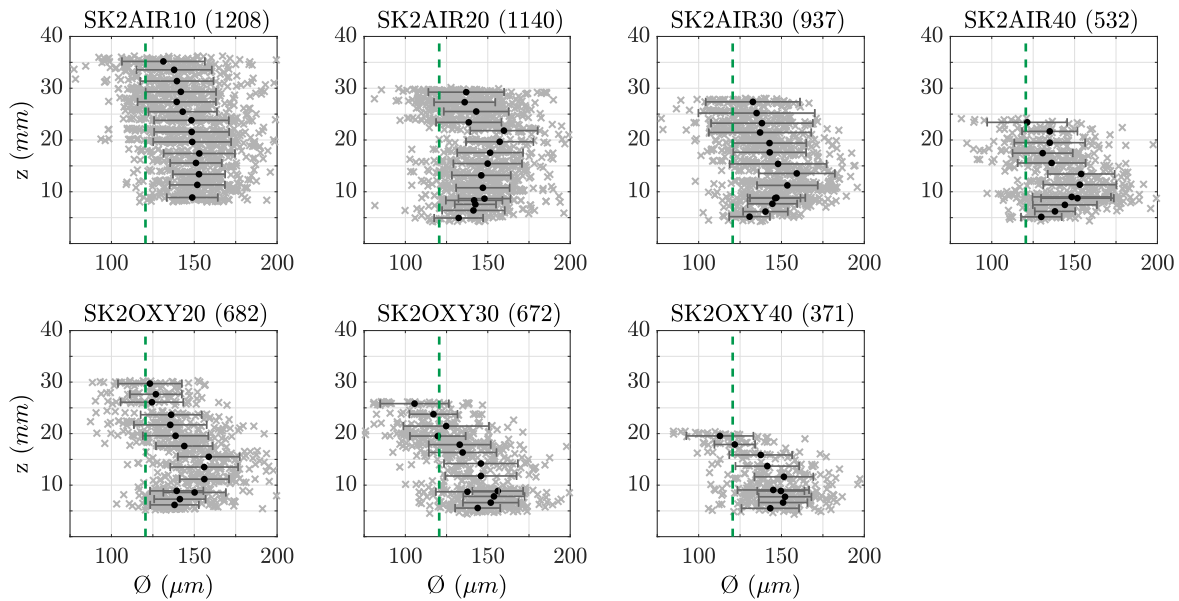


Abbildung 6.8: Größenverteilung von SK2 abhängig von der Höhe für alle Betriebspunkte. Grün gestrichelte Linie beschreibt den mittleren Durchmesser der Rohkohle. Schwarz: Mittelwert und Standardabweichung. Die Zahl in Klammern beschreibt die Anzahl der untersuchten Partikel.

die Standardabweichung je Messhöhe mit zunehmendem Abstand zum Brennerkopf zu. Der maximale mittlere Durchmesser bei allen Betriebspunkten weicht nur wenige μm voneinander ab. Der maximale mittlere Durchmesser wird bei AIR10 auf einer Höhe von ca. 15 mm erreicht. Danach nimmt der Durchmesser langsamer ab als bei den anderen Betriebspunkten. Bei AIR20 nimmt der Durchmesser von 5 bis 9 mm stark zu, erreicht ein Plateau und nimmt dann nochmals bis zum Maximum bei 22 mm zu, bevor dann ein plötzlicher Abfall des Partikeldurchmessers auftritt. Das Verhalten nach dem Maximum ist auch bei AIR30 und AIR40 zu beobachten. Beide besitzen auch einen stetigen Anstieg bis zum Maximalwert. Bei OXY20 nimmt der mittlere Durchmesser bis zu einer Höhe von 15 mm zu, fällt dann sprunghaft um die Hälfte der Abweichung zur unverbrannten Kohle ab und nimmt dann langsam weiter ab bis auf den mittleren Durchmesser der Rohkohle. Die mittleren Durchmesser von OXY30 und OXY40 sind am Ende des Messbereichs kleiner als der Durchmesser der Rohkohle und haben ihren Maximalwert unterhalb von 10 mm. OXY20 zeigt einen ähnlichen Verlauf wie AIR20, nur mit dem Unterschied, dass der starke Abfall durch die langsamere Fluidgeschwindigkeit schon bei 15 mm stattfindet.

Abbildung 6.9 zeigt die Einzeldurchmesser sowie die mittleren Durchmesser und deren Standardabweichung für SK3. Auch hier nimmt bei allen Betriebspunkten die Standardabweichung mit zunehmender Höhe zu, wobei die Standardabweichungen bei AIR10 und AIR20 höher sind als bei den anderen Betriebspunkten. Bei 9 mm entspricht der mittlere Durchmesser dem mittleren Durchmesser der Rohkohle außer bei OXY40. Der Durchmesser besitzt bei AIR10 und AIR20 ein Plateau zwischen 18 und 32 mm wobei dieses bei AIR20 höher ist. Alle AIR-Betriebspunkte erreichen bei ca. 18 mm ihren Maximalwert. Bei AIR30 und AIR40 fällt dieser im Messbereich dann unter den mittleren Durchmess-

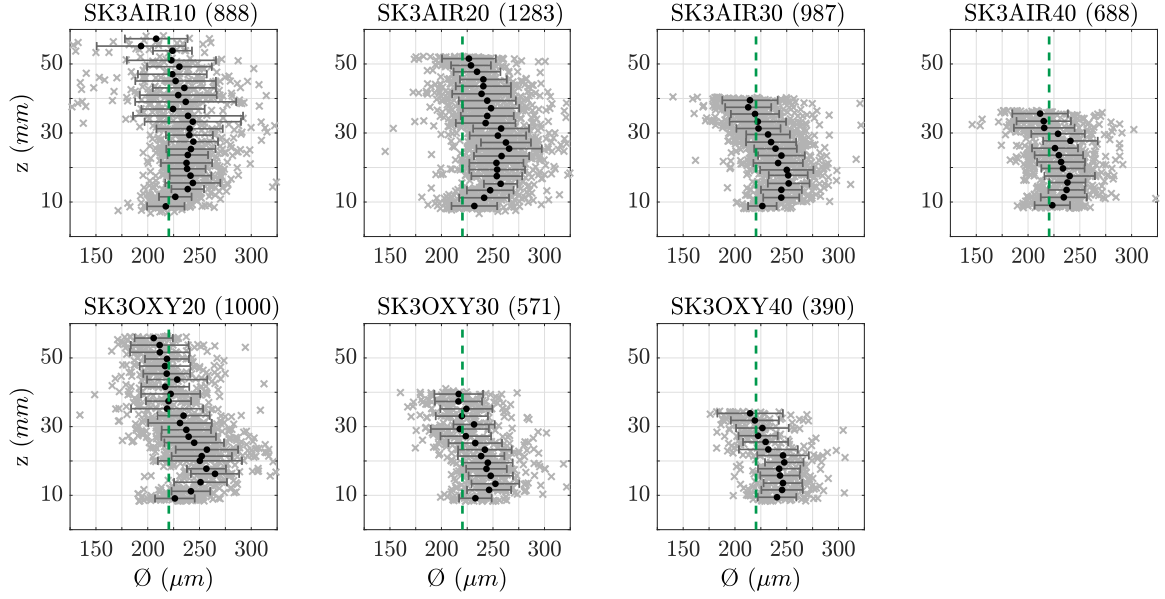


Abbildung 6.9: Größenverteilung von SK3 abhängig von der Höhe für alle Betriebspunkte. Grün gestrichelte Linie beschreibt den mittleren Durchmesser der Rohkohle. Schwarz: Mittelwert und Standardabweichung. Die Zahl in Klammern beschreibt die Anzahl der untersuchten Partikel.

er der Rohkohle. Der mittlere Durchmesser erreicht bei OXY20 und OXY30 auf einer Höhe von ca. 15 mm das Maximum. Ein Plateau zwischen 12 und 22 mm ist bei OXY40 zu erkennen. Bei allen OXY-Betriebspunkten fällt der mittlere Durchmesser schon vor dem Ende des Messbereichs auf den Referenzdurchmesser zurück. Der Maximalwert des Durchmessers ist bei AIR20 und OXY20 deutlich höher als bei den anderen Betriebspunkten.

Die Ergebnisse von PT2 und US2 bei einigen Betriebspunkten sind in Abbildung 6.10 gezeigt. Die Standardabweichungen nehmen auch hier mit der Höhe zu, wobei die Standardabweichungen bei PT2AIR10 und PT2AIR20 deutlich höher sind als bei den anderen dargestellten Ergebnissen in dieser Abbildung. Bei allen Betriebspunkten, bei denen PT2 gemessen wurde, ist keine starke Zunahme des Durchmessers sichtbar. Mit zunehmendem Sauerstoffgehalt der Betriebspunkte wird der Bereich, in dem der Durchmesser oberhalb des Referenzdurchmessers liegt, kleiner und der mittlere Durchmesser wird am Ende der Messbereiche kleiner als der Referenzdurchmesser.

RB2 wurde bei den Betriebspunkten AIR10, AIR20 und OXY20 gemessen. Bei AIR10 und AIR20 nimmt der mittlere Durchmesser ab der ersten Messhöhe bei 9 mm ab und fällt unter den Referenzdurchmesser, wie in Abbildung 6.11 dargestellt. Das Maximum befindet sich wahrscheinlich vor der ersten Messhöhe. Die Messergebnisse von RB2 OXY20 sind nicht eindeutig in ihrem Verlauf. Die mittleren Durchmesser schwanken um den Referenzdurchmesser. RB3 zeigt beim Betriebspunkt AIR20 ab der ersten Messposition bis ca. 16 mm über dem Brennerkopf einen Anstieg des mittleren Durchmessers und fällt danach bei einer Höhe von 30 mm unter den Referenzdurchmesser. Beim selben Betriebspunkt wurde auch SI2 gemessen. Unterhalb von 15 mm ist eine leichte Zunahme des Durchmessers

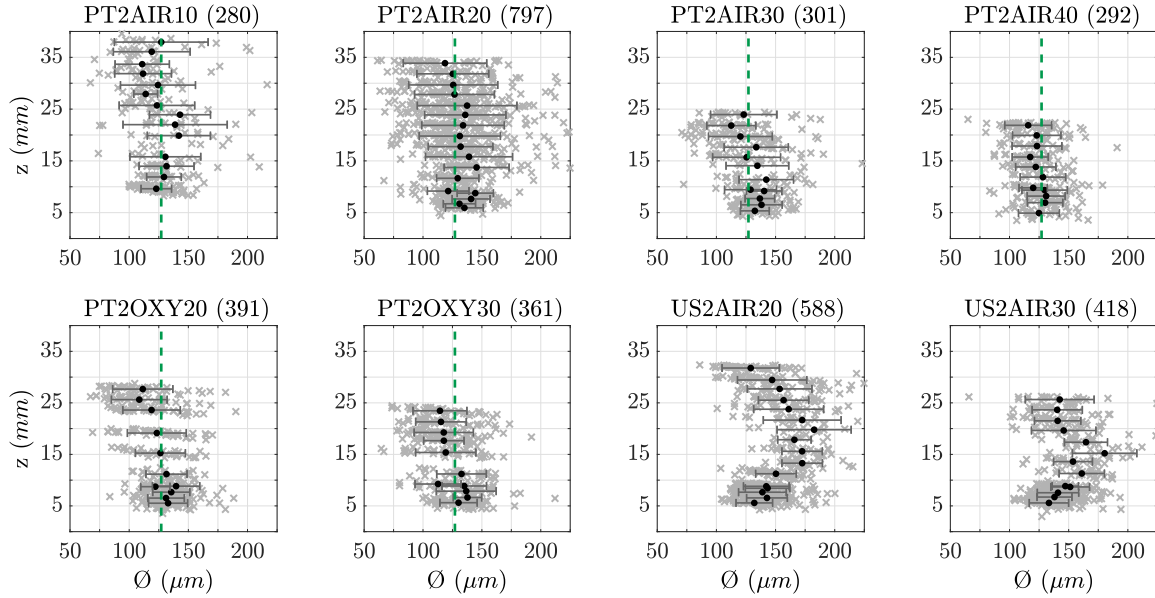


Abbildung 6.10: Größenverteilung von PT2 und US2 abhängig von der Höhe für einige Betriebspunkte. Grün gestrichelte Linie beschreibt den mittleren Durchmesser der Rohkohle. Schwarz: Mittelwert und Standardabweichung. Die Zahl in Klammern beschreibt die Anzahl der untersuchten Partikel.

sichtbar. Danach schwankt der mittlere Durchmesser um den Referenzdurchmesser. Die Standardabweichung liegt bis auf einen Ausreißer bei 20 mm, konstant bei ca. 30 µm.

Interpretation der Messergebnisse der Partikelschwellung

Mithilfe der bekannten Größenverteilung der Feststoffpartikel vor der Verbrennung kann das Schwellverhalten abhängig von den Brennstoffeigenschaften wie Partikelgröße und Volatilenanteil und der Verbrennungsatmosphäre untersucht werden. Dafür wird das Schwellverhältnis $R_{Schwell}$ der Partikel berechnet. Abbildung 6.12 zeigt die Ergebnisse der hier verwendeten Kohlen. Zur Berechnung werden die mittleren Durchmesser aus den Abbildungen 6.7 bis 6.11 ins Verhältnis zum mittleren Durchmesser der Rohkohle gesetzt.

Für kolumbianische Steinkohle SK nimmt die maximale Schwellung mit zunehmenden Partikeldurchmessern ab, da größere Partikel wahrscheinlich länger für ihre Aufheizung benötigen und dadurch die thermische Zersetzung langsamer abläuft und damit die Menge an freiwerdenden Volatilen pro Zeit und Partikeloberfläche geringer ist. Eine gleiche prozentuale Änderung bei großen Partikeln im Vergleich zu kleinen Partikeln benötigt absolut betrachtet mehr Zersetzungsprodukte. Experimentelle Daten der Partikeltemperatur während des Volatilenabbrands sind dem Autor nicht bekannt. Temperaturmessungen mit pyrometrischen Verfahren können diese niedrigen Temperaturen nicht messen. Jedoch zeigt Knappstein et al. [110] in einer Simulation von kolumbianischer Steinkohle in einer ersten Brennervariante des Autors, dass die Partikel aufheizung abhängig von der Partikelgröße ist. Die Entfernung der maximalen Schwellung zum Brennerkopf nimmt mit der Partikelgröße zu, was auch durch die langsamere Aufheizung großer Partikel zu erklären ist. Die Dauer der Partikelanschwellung vom Aufheizzeitpunkt bis zum Zeit-

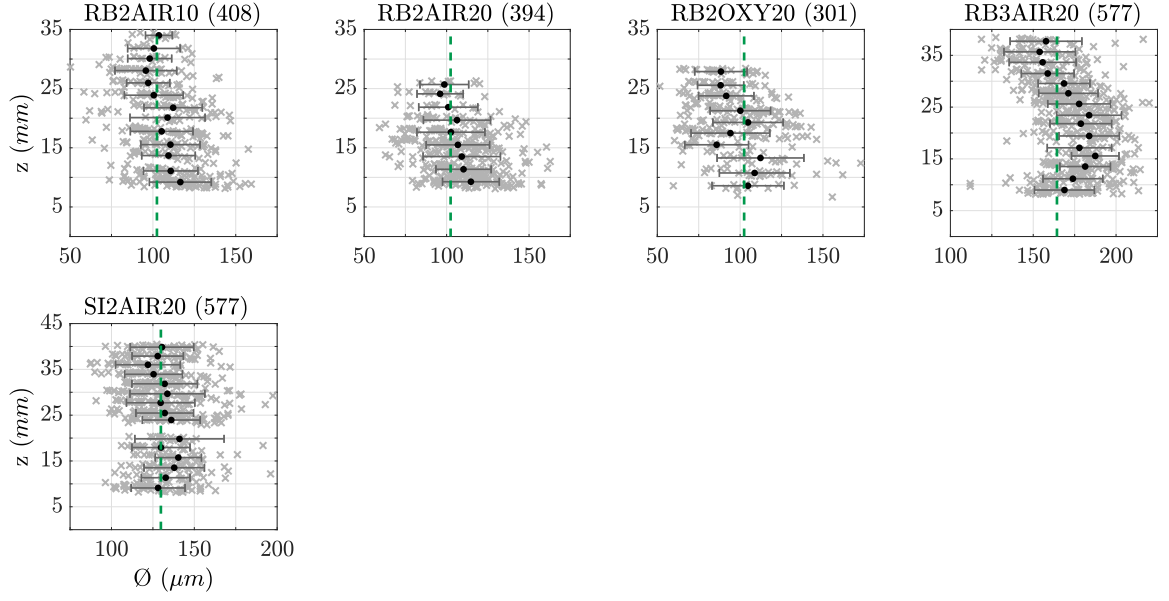


Abbildung 6.11: Größenverteilung von RB2, RB3 und SI2 abhängig von der Höhe für einige Betriebspunkte. Grün gestrichelte Linie beschreibt den mittleren Durchmesser der Rohkohle. Schwarz: Mittelwert und Standardabweichung. Die Zahl in Klammern beschreibt die Anzahl der untersuchten Partikel.

punkt der Abnahme auf die Referenzgröße, hängt ebenfalls von der Partikelgröße ab. Mit zunehmender Sauerstoffkonzentration im Umgebungsgas nimmt die Dauer der Partikelanschwellung ebenfalls ab, unabhängig von der Partikelgröße von SK. Dies ist wahrscheinlich auf die höhere Reaktionsrate der Volatilenflamme zurückzuführen und dem geringen Abstand zwischen der Flammenfront und der Partikeloberfläche mit zunehmender Sauer-

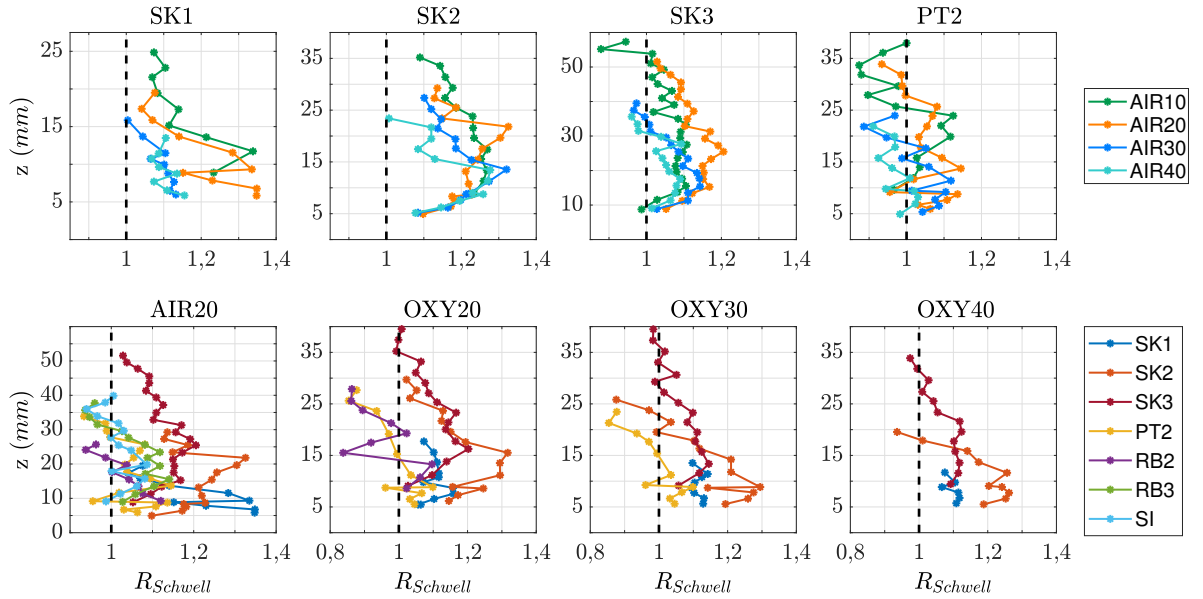


Abbildung 6.12: Schwellverhältnis der untersuchten Feststoffpartikel.

stoffkonzentration, wie der Autor in [130] bereits gezeigt hat. Dadurch erhöht sich die Aufheizrate, was wiederum die Entgasungsrate erhöht. Fletcher [45] hat ebenfalls die Vermutung geäußert, dass die Volatilenflamme einen Einfluss auf das Partikelanschwellen hat. Die Ergebnisse von Pittsburgh No8 (PT2) stimmen mit den Ergebnissen aus der Literatur überein [45, 46]. PT2 schwillt maximal um 10 bis 15 % an. Durch die höhere Sauerstoffkonzentration in diesen Messungen verglichen mit jenen der Literatur ist die Dauer der Anschwellung hier viel kürzer, da wahrscheinlich die Entgasungsrate höher ist und dadurch die Entgasung früher beendet ist, woraufhin die Partikelschwellung wieder abnimmt. Der Unterschied im Schwellverhalten von SK2 und PT2 ist signifikant. Beide Kohlen besitzen ungefähr die gleiche Menge an Volatilen mit ca. 40 % und 36 %. Die Menge an Sauerstoff im Partikel ist bei SK2 mehr als doppelt so hoch, wodurch vielleicht mehr Reaktionen im Partikel stattfinden, die das Anschwellen des Partikels beeinflussen. Die Makeral-Analysen beider Kohlen ergeben einen fast identischen Vitrinit-Anteil von ca. 80 % [131, 132]. Neben der Kohlenzusammensetzung könnte auch die Porosität und die Dichte der Kohlen einen Einfluss auf das Anschwellen haben. Bei der Anthrazitkohle SI2, die einen niedrigen Volatilenanteil besitzt, ist keine Anschwellung der Partikel messbar. Bei der Braunkohle RB nimmt die Dauer der Partikelschwellung wie bei SK ebenfalls mit der Partikelgröße zu. Im Vergleich besitzt die RB eine um fast 50 % kürzere Dauer der Partikelschwellung im Gegensatz zu SK. Auch die Maximalschwellung ist bei RB geringer. Die Volatilen können wahrscheinlich bei RB den Partikel besser verlassen, wodurch eine geringere Transporthemmung auftritt. Im Vergleich zu Steinkohle besitzt Braunkohle auch keine schweren Volatilen, was den Volatilentransport zur Oberfläche ebenfalls begünstigen könnte. Bei den OXY-Betriebspunkten nimmt die Dauer der Anschwellung bei SK mit zunehmender Sauerstoffkonzentration ab. Dies kann durch die gleichen Punkte wie bei den AIR-Betriebspunkten begründet werden. Der Maximalwert der Schwellung befindet sich ebenfalls mit zunehmender Sauerstoffkonzentration näher am Brennerkopf. Ein direkter Vergleich der OXY- und AIR-Betriebspunkte ist nicht möglich, da die Fluidgeschwindigkeiten unterschiedlich sind und damit die Verweilzeit referenziert auf die Höhe unterschiedlich ist. Die Zunahme der Standardabweichung mit der Höhe bei den meisten Kohlen kann durch die breite Partikeldurchmesserverteilung der Rohkohle und durch unterschiedliche Partikelformen erklärt werden. Dadurch hat jeder Partikel eine unterschiedliche Partikelhistorie bis dieser zur Messhöhe gelangt, da jeder Partikel, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, eine andere Beschleunigung erfährt und damit eine andere Verweilzeit besitzt, wodurch diese wiederum unterschiedlich weit in der Verbrennung fortgeschritten sind.

Messergebnisse bezüglich der Formänderung

Allgemein wird angenommen, dass Kohlepartikel während der Verbrennung eine rundere Form annehmen. Diese Ergebnisse stützen sich jedoch größtenteils auf langsame Aufheizraten während der Pyrolyse sowie Partikel im Koksabbbrand [47]. Abbildung 6.13 zeigt beispielhaft die Ergebnisse dieser Arbeit für SK3 bei allen Betriebspunkten, wobei die numerische Exzentrizität in Abhängigkeit der Höhe aufgetragen ist. Hierbei kann keine Änderung der Exzentrizität in Richtung kleinerer Werte mit zunehmender Höhe und damit zunehmender Verweilzeit festgestellt werden. Alle anderen untersuchten Partikel zeigen ein ähnliches Ergebnis. Wahrscheinlich sind die Zeitskalen bei diesen Messungen zu kurz,

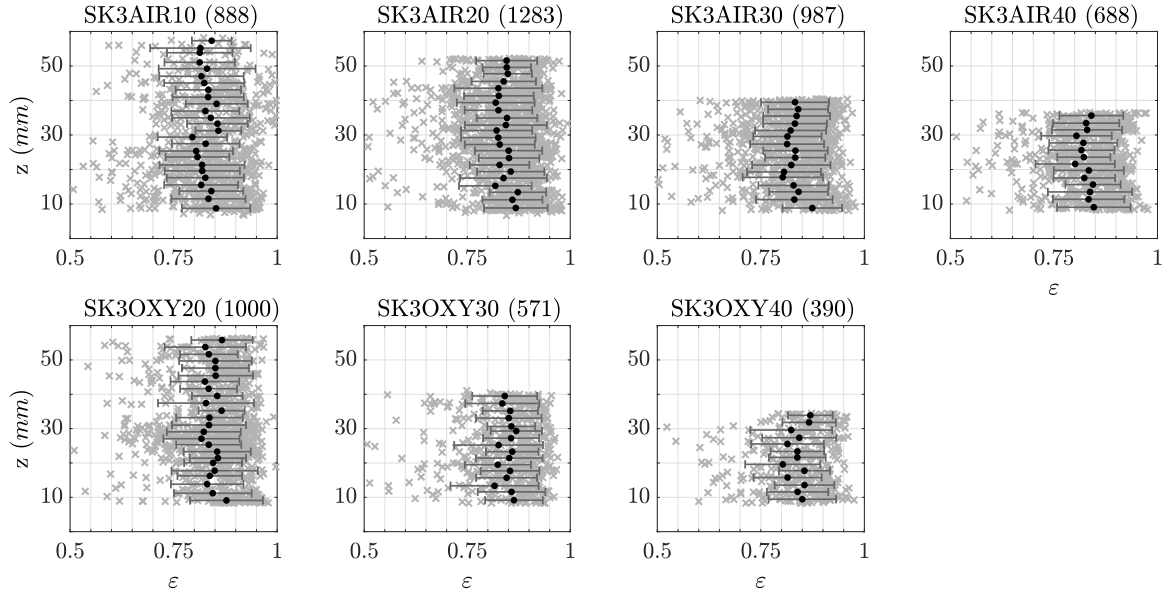


Abbildung 6.13: Partikelexzentrizitäten von SK3 in Abhängigkeit der Höhe.

um eine genauere Aussage treffen zu können. Jedoch kann während der Anschwellungsdauer der Partikel, die wahrscheinlich, wie später gezeigt, mit der Volatilenabbrandzeit korreliert, kein runder werden der Partikel festgestellt werden. Experimentelle Ergebnisse bezüglich der Formänderung während der frühen Abbrandphase von Kohlepartikeln bei hohen Aufheizraten sind dem Autor nicht bekannt.

6.2 Partikelbewegung

Durch die gemessenen Partikelpositionen mit PM (DBI PTV) können Partikeleintrittsgeschwindigkeiten und Verweilzeiten bestimmt werden. Zur Berechnung der Partikelposition zwischen den gemessenen Partikelpositionen wird stückweise kubisch interpoliert und man erhält $z_{interp}(t)$. Da sich die erste gemessene Partikelposition in den meisten Sequenzen stromab der Position des Geschwindigkeitssprungs z_{sprung} (Reaktionszone der Flamme) befindet (siehe Tab. 4.4), wird in Richtung Brennerkopf extrapoliert. Ab der letzten gemessenen Partikelposition wird ebenfalls extrapoliert, um diese Position für die Auswertung der Lumineszenz-Daten (LU) zu nutzen, da das Sichtfeld von PM in z-Richtung vor dem Ende des Lumineszenz-Sichtfeldes endet.

6.2.1 Partikeleintrittsgeschwindigkeiten

Die Partikeleintrittsgeschwindigkeit u_{sprung} wird mit Hilfe der Interpolation $z_{interp}(t)$ berechnet, indem $z_{interp}(t)$ an der Stelle z_{sprung} abgeleitet wird. Abbildung 6.14 zeigt die Ergebnisse für die kolumbianische Steinkohle SK für alle Größenverteilungen und Betriebspunkte. Wie erwartet verschiebt sich die Geschwindigkeitsverteilung zu kleineren Geschwindigkeiten mit zunehmender Partikelgrößenverteilung. Bei der kleinsten Größen-

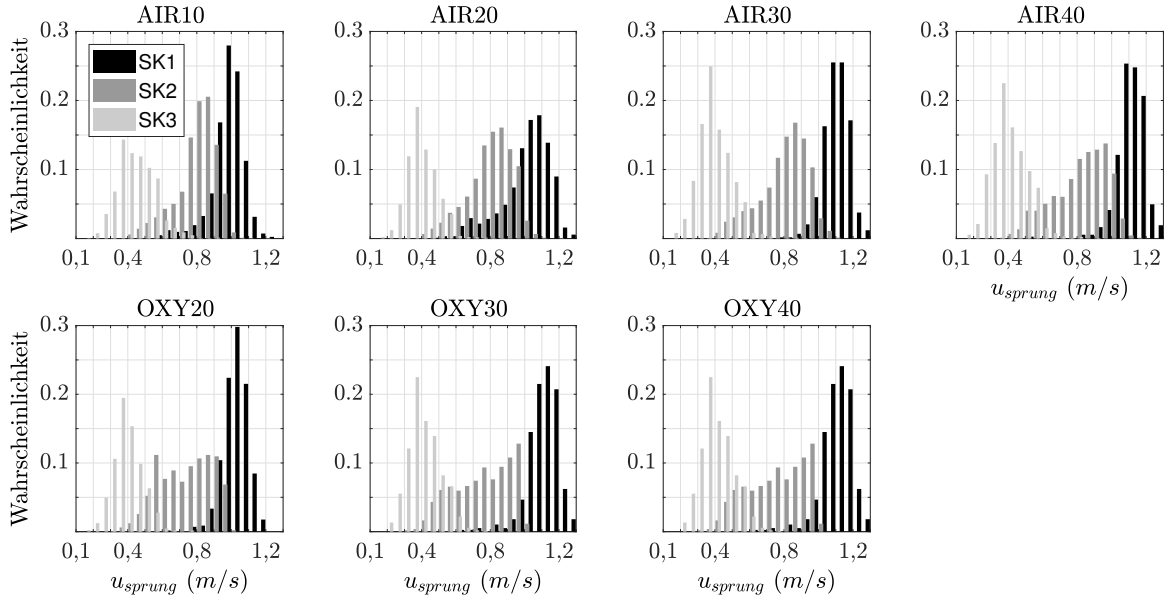


Abbildung 6.14: Partikeleintrittsgeschwindigkeiten u_{sprung} an der Stelle z_{sprung} für kolumbianische Steinkohle SK1, SK2 und SK3

verteilung SK1 ($63\text{--}90\ \mu\text{m}$) nehmen die meisten Partikel ungefähr die maximale Jetaustrittsgeschwindigkeit von $1,08\ \text{m/s}$ an. Einige Partikelgeschwindigkeiten sind schneller als die berechnete Jetgeschwindigkeit, da sie entweder vor der Position z_{sprung} begonnen haben zu beschleunigen oder die Partikelpositionen nicht exakt bestimmt worden sind (siehe Kap. 5.3). Für SK2 ($90\text{--}125\ \mu\text{m}$) ist die Geschwindigkeitsverteilung breiter als bei den anderen beiden Größenverteilungen und liegt zwischen $0,4$ und $1,0\ \text{m/s}$, wobei die meisten Partikel eine Geschwindigkeit von ca. $0,9\ \text{m/s}$ aufweisen. Bei der größten Partikelverteilung SK3 ($160\text{--}200\ \mu\text{m}$) liegen die Partikelgeschwindigkeiten eher zwischen $0,3$ und $0,6\ \text{m/s}$. Die Geschwindigkeitsverteilungen sind unabhängig vom Betriebspunkt, da bis zu z_{sprung} die Partikelgeschwindigkeit nur von der Jetströmung abhängt und nicht von der umgebenden Strömung aus der Keramikwabe.

Die Ergebnisse der anderen betrachteten Kohlen bei AIR20 sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Die Eintrittsgeschwindigkeiten der Steinkohlen mit derselben Partikelgrößenverteilung liegen übereinander. Die Geschwindigkeiten der Rheinischen Braunkohle sind im Vergleich zu den Steinkohlen um ca. $0,2\ \text{m/s}$ zu größeren Geschwindigkeiten verschoben, was auf die zu kleineren Partikeln verschobene Größenverteilung der Rohkohle, wie auch einer etwas geringeren Dichte von Braunkohle zurückzuführen ist (4.1). Gleiches gilt für den Vergleich von RB3 zu SK3.

6.2.2 Partikelgeschwindigkeitstrajektorien

In Abbildung 6.16 sind für die kolumbianische Steinkohle SK2 alle Partikelgeschwindigkeiten u_p in Abhängigkeit von der Zeit t_{tof} aufgetragen. Dabei ist t_{tof} die Verweilzeit eines Partikels vom Beginn der Aufheizung bis zur gemessenen Höhe z_{tof} aus BL1. Die Partikelgeschwindigkeit wird über die Ableitung von $z_{interp}(t)$ an der Stelle z_{tof} bestimmt. Die

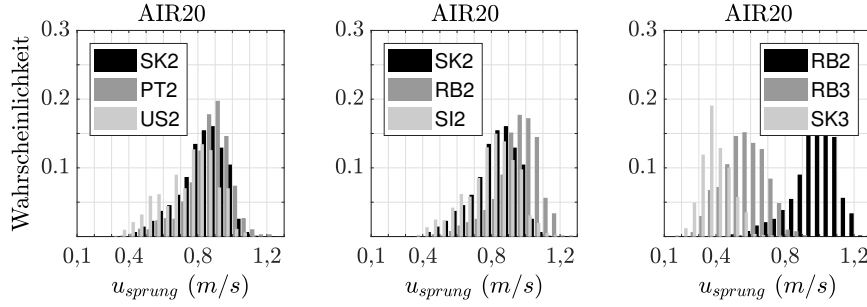


Abbildung 6.15: Partikeleintrittsgeschwindigkeiten an der Stelle z_{sprung} für Rheinische Braunkohle RB, Steinkohle Ibbenbüren SI, Pittsburgh No.8 PT und US High sulfur US beim Betriebspunkt AIR20.

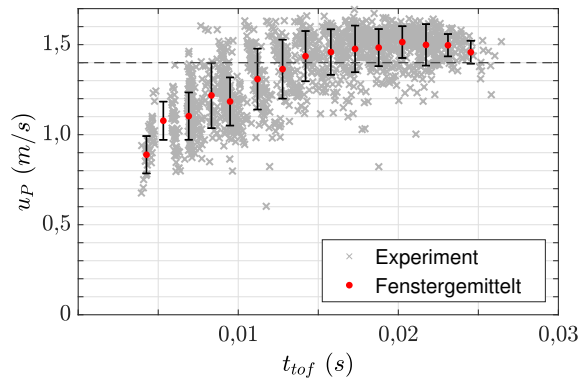


Abbildung 6.16: Partikelgeschwindigkeiten von SK2 AIR20 in Abhängigkeit von der Verweilzeit im heißen Abgas. Gestrichelte Linie bezeichnet die Fluidgeschwindigkeit u_F .

schwarze horizontale gestrichelte Linie entspricht der Fluidgeschwindigkeit u_F bei $z = 30$ mm. Die Partikelgeschwindigkeiten werden über eine Fensterbreite Δt von $0,0015$ s gemittelt. Die dazugehörigen Verweilzeiten werden ebenfalls gemittelt. Befinden sich weniger als zehn Partikel im Fenster, wird dieses Fenster nicht berücksichtigt. Die Balken stellen die Standardabweichung der Partikelgeschwindigkeit dar. Die Partikel beschleunigen bis sie schneller als das Fluid sind auf $1,5$ m/s und werden bei $t = 0,02$ s wieder langsamer, bleiben im Messbereich aber oberhalb der Fluidgeschwindigkeit. Dieses Phänomen wird zu einem späterem Zeitpunkt in diesem Abschnitt diskutiert. Teilweise sind die Partikel mehr als 15 % schneller als das Fluid. Die Partikelgeschwindigkeiten streuen sehr stark. Teilweise beträgt die Standardabweichung mehr als $0,2$ m/s. Jeder Partikel erfährt abhängig von seiner Größe, Form, Rotation und Entgasung der Volatilen eine zeitlich sich ändernde andere Beschleunigung.

Im Folgenden werden nur noch die fenstergemittelten Daten dargestellt. Abbildung 6.17 zeigt die Partikelgeschwindigkeitstrajektorien für alle Größenverteilungen der kolumbianischen Steinkohle SK bei allen Betriebspunkten. Die horizontale gestrichelte Linie stellt die Fluidgeschwindigkeit bei $z = 30$ mm dar. Die vertikalen Linien entsprechen dem gemittelten Ende des Volatilenabbrands je Größenverteilung. Bei allen Betriebspunkten liegt die gemessene Höchstgeschwindigkeit von SK1 und SK2 über der Fluidgeschwindigkeit.

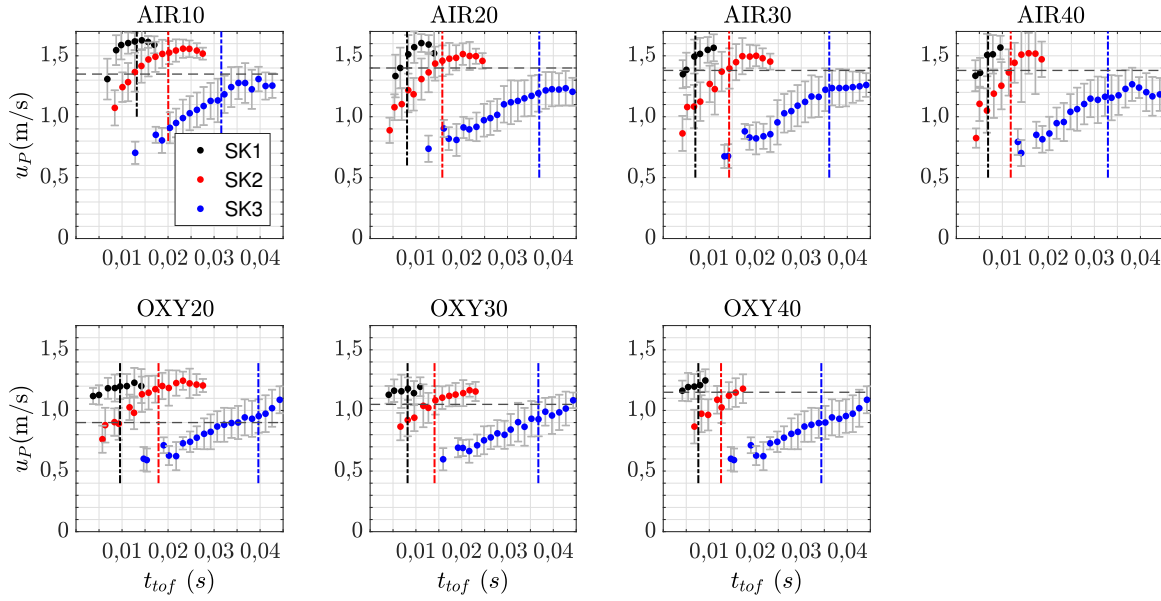


Abbildung 6.17: Partikelgeschwindigkeiten der kolumbianischen Steinkohle bei allen Betriebspunkten in Abhängigkeit von der Verweilzeit im heißen Abgas. Die gestrichelte horizontale Linie stellt die Fluidgeschwindigkeit nach der Reaktionszone dar. Die Vertikale gestrichelte Linie beschreibt das Ende des Volatilenabbrands.

Die Bescheunigung endet erst nach dem Ende des Volatilenabbrands und nimmt danach wieder bei den AIR-Betriebspunkten ab. Je kleiner der Partikel, desto höher ist die Maximalgeschwindigkeit und desto schneller wird diese erreicht. Die große Partikelgrößenverteilung SK3 erreicht bei den AIR-Betriebspunkten nicht die Fluidgeschwindigkeit. Bei OXY20 treten die SK2-Partikel mit Fluidgeschwindigkeit in den Brenerraum ein und beschleunigen dann auf mehr als 30 % der Fluidgeschwindigkeit. SK1 beschleunigt nur noch minimal, da die Eintrittsgeschwindigkeit der Partikel schon $1,1 \text{ m/s}$ beträgt. Die Geschwindigkeit von SK3 nimmt konstant zu. Das Strömungsfeld von OXY20 beschleunigt ebenfalls mit zunehmender Höhe, was einer zunehmenden Verweilzeit entspricht (siehe 3.9). Somit erfahren die Partikel eine beschleunigende Kraft durch die beschleunigende Strömung.

Die Ergebnisse der anderen Kohlen sind in Abbildung 6.18 für den AIR20 Betriebspunkt dargestellt. Die Geschwindigkeitstrajektorien der Steinkohlen SK2 und PT2 liegen übereinander. Bei der Steinkohle US2 ist die Kurve minimal in Richtung niedrigerer Geschwindigkeiten verschoben. Alle Steinkohlen haben einen vergleichbaren Volatilenanteil von ca. 40 %. In der mittleren Grafik sind die kolumbianische Steinkohle SK ($w(V_{DIN}) = 40,4\% \text{ kg/kg}$), die Rheinische Braunkohle RB ($w(V_{DIN}) = 54,4\% \text{ kg/kg}$) und die Anthrazitkohle Ibbenbüren ($w(V_{DIN}) = 7,8\% \text{ kg/kg}$) der mittleren Größenverteilung miteinander verglichen. Mit zunehmendem Volatilenanteil beschleunigt der Partikel schneller und erreicht eine höhere Maximalgeschwindigkeit. Bei RB2 ist die Maximalgeschwindigkeit am Höchsten. Die Anthrazitkohle SI2 nimmt die Geschwindigkeit des Fluids ab $t_{tof} = 0,2 \text{ s}$ an. Durch diese Beobachtungen ist darauf zu schließen, dass die Partikelbeschleunigung abhängig von der Volatilenmenge und dem Volatilenabbrand ist. Abbildung 6.19 zeigt das

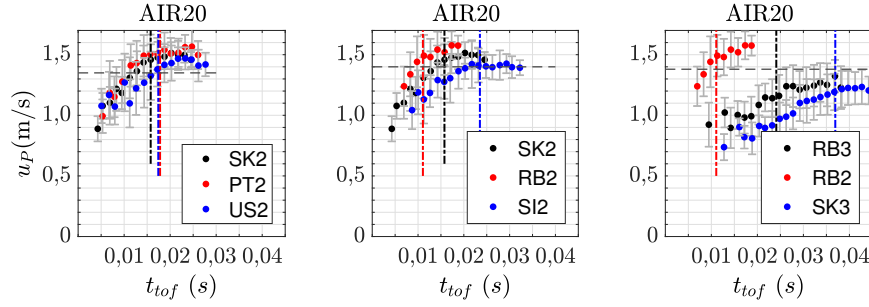


Abbildung 6.18: Partikelgeschwindigkeiten aller Kohlen bei AIR20 in Abhängigkeit von der Verweilzeit im heißen Abgas. Die gestrichelte horizontale Linie stellt die Fluidgeschwindigkeit nach der Reaktionszone dar. Die Vertikale gestrichelte Linie beschreibt das Ende des Volatilenabbrands.

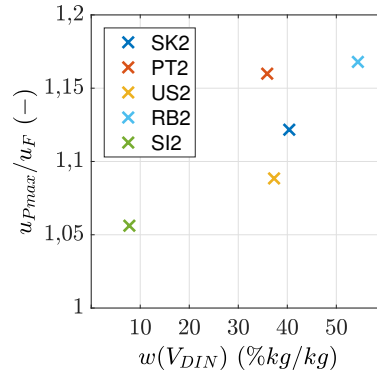


Abbildung 6.19: Verhältnis der Maximalgeschwindigkeit der Partikel zur Fluidgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Volatilengehalt der Kohle für den Betriebspunkt AIR20.

Verhältnis der maximalen Partikelgeschwindigkeit u_{Pmax} zur Fluidgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Volatilengehalts $w(V_{DIN})$ der Kohle für den Betriebspunkt AIR20. Lee und Choi haben eine ähnliche Beobachtung gemacht in ihrer Jet-in-Querstrom-Konfiguration [38]. Die Vertikalbeschleunigung war bei Kohlepartikeln größer als bei Kokspartikeln der gleichen Partikelgröße.

Hypothese

Die Geschwindigkeitstrajektorie eines interten Partikels kann annähernd mit den Gleichungen aus 2.2 bestimmt werden. Dabei werden die Kräfte der virtuellen Masse, die Druckkräfte und die Basset-Kräfte vernachlässigt. In die Bewegungsgleichung wird die Partikelrelaxationszeit τ eingesetzt und durch die Masse des Partikels dividiert. In dieser Gleichung wird von einem sphärischen inerten Partikel ausgegangen, der keinen Masseverlust abhängig von der Zeit besitzt. Damit ergibt sich die Partikelbewegungsgleichung unter Berücksichtigung der Widerstands-, Auftriebs- und Gewichtskräfte zu

$$\frac{du_P}{dt} = \frac{1}{\tau}(u_F - u_P) - (g(1 - \frac{\rho_F}{\rho_P})), \quad (6.1)$$

wobei u_F die Fluidgeschwindigkeit, u_P die Partikelgeschwindigkeit und ρ_F und ρ_P die Dichten des Fluids und des Partikels bilden. Unter der Annahme einer sprunghaften Geschwindigkeitsänderung des Fluids und bekannter Partikelgeschwindigkeit u_{sprung} zum Zeitpunkt $t_{sprung} = 0$ ergibt sich die Partikelgeschwindigkeitsgleichung

$$u_P(t) = (u_F - u_{sprung})(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) - g(1 - \frac{\rho_F}{\rho_P})t + u_{sprung}. \quad (6.2)$$

Die Fluidgeschwindigkeit nach dem Sprung wird als annähernd konstant angenommen und ist aus der Simulation entnommen. Die Partikeleintrittsgeschwindigkeit u_{sprung} ist bekannt, ebenso wie die Dichte des Fluids ρ_F abhängig vom Betriebspunkt aus der 1D-Simulation. Unbekannt ist die Relaxationszeit τ . Die Dichte ρ_P von Steinkohle beträgt ca. 1200 kg/m^3 . Ein Masseverlust in Abhängigkeit der Verweilzeit wird nicht berücksichtigt. Ebenso wird angenommen, dass wenn es einen Masseverlust geben sollte, dann würde dieser konstant sein über die Zeit und homogen über die Partikeloberfläche. Nach dieser Gleichung kann der Partikel nur schneller als die Fluidgeschwindigkeit sein, wenn die Dichte des Partikels niedriger als die des umgebenden Fluids ($\rho_{FAIR20} = 0,19 \text{ kg/m}^3$) ist. Das Anschwellen des Partikels und der Masseverlust durch Ausgasung der Volatilen reichen jedoch nicht aus, um die Dichte so weit zu reduzieren ($\rho_P \approx 500 \text{ kg/m}^3$), weshalb der Volatilenabbbrand einen zusätzlichen Auftrieb erzeugen müsste. Um den Partikel brennt die volatile Diffusionsflamme oder teilvorgemischte Flamme, wenn der entgasende Sauerstoff berücksichtigt wird mit einer höheren Temperatur als das Abgas der Flachflamme (umgebende Heißgasatmosphäre). Ein angenommenes radiales Temperaturprofil, vergleichbar mit den DNS-Ergebnissen von Tufano et al. [133] ist in Abbildung 6.20 dargestellt. Die Volatilen sind beim Verlassen des Partikels kälter als die Fluidtemperatur T_∞ , wodurch die Dichte in diesem Bereich ungefähr doppelt so hoch ist wie die Fluidichte. In der Reaktionszone und im Verbrannten ist die Dichte durch die hohe Temperatur geringer als die des Fluids. Diese Schale erfährt eine Auftriebskraft. Durch das kontinuierliche Entgasen der Volatilen könnte sich der Partikel in der Blase halten und dadurch ebenfalls eine zusätzliche Beschleunigung erfahren. Diese Hypothese ist in Abbildung 6.20 skizziert. Endet der Volatilenabbbrand, ist keine zusätzliche Auftriebskraft mehr vorhanden und der Partikel wird durch Gravitationskräfte wieder abgebremst. Ist der Partikel schneller als das Fluid, wirkt die Widerstandskraft in die gleiche Richtung wie die Gravitationskraft und bremst den Partikel zusätzlich. Um diese Hypothese zu beweisen oder zu widerlegen, muss das Geschwindigkeitsfeld des Flugstromreaktors für alle Betriebspunkte vermessen werden. Zusätzlich wäre eine höhere Statistik sinnvoll, sowie eine engere Einteilung der Partikelgrößen.

6.3 Dateninterpretation und Vergleich der eingesetzten Messtechniken

Diffuse Hintergrundbeleuchtung (BL) und Lumineszenz Visualisierung (LU)

In Abbildung 6.21 sind die Bilder von BL1 (links) und LU (rechts) von einem Kohlepartikel zum selben Zeitpunkt dargestellt. Beide Messsysteme blicken annähernd aus der-

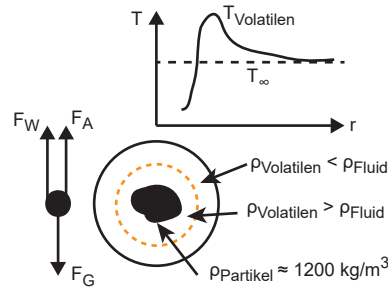


Abbildung 6.20: Einfluss der Volatilenflamme auf die Partikelbeschleunigung.

selben Richtung auf den Partikel, wodurch beide Bilder miteinander vergleichbar sind. Die Bildausschnitte sind in beiden Bildern identisch. Der Partikelmittelpunkt befindet sich bei $z = 14,85 \text{ mm}$ und $x = -0,55 \text{ mm}$ (rotes Kreuz). Das BL1 Bild ist invertiert dargestellt. Um den eigentlichen Partikel ist eine leichte Signalabschwächung zu erkennen, die sich hauptsächlich nordöstlich des Partikels befindet. Im Lumineszenz-Bild ist an gleicher Position ein Signal detektiert worden. Vom Partikel selbst geht kein Signal zu diesem Zeitpunkt des Volatilenabbrands aus. Das Signal entsteht durch thermische Strahlung von brennenden Teeren oder Rußpartikeln. Wie Molina und Shaddix gezeigt haben, ist das detektierte Signal keine CH^* -Chemielumineszenz bei ca. 431 nm , da dieses zu schwach ist [24]. Vom eigentlichen Partikel geht kein Signal aus, da dieser noch kalt ist, weshalb es sich um thermische Schwarzkörperstrahlung von Ruß und Teeren handeln muss. Zusätzlich wurden Aufnahmen mit und ohne Bandpassfilter (390 bis 485 nm) durchgeführt. Das Signal ohne Filter ist mehr als 40 mal so hoch wie das Signal mit Filter, was nochmals zeigt, dass das detektierte Signal durch thermische Schwarzkörperstrahlung von brennenden Teeren entsteht. Molina und Shaddix sind zur gleichen Schlussfolgerung gelangt [24]. Diese Aussage wird später noch untermauert durch das nicht vorhandene LU-Signal während des Volatilenabbrands von Braunkohle, welche keine Teere und Rußpartikel enthält. Diese Teere und Rußpartikel blockieren lokal einen Teil der Hintergrundintensität von BL1, wodurch die abgeschwächte Fläche eine ähnliche Größe und Kontur hat wie die Signalfäche im LU-Bild.

OH-PLIF (OH), Lumineszenz Visualisierung (LU), diffuse Hintergrundbeleuchtung im Vergleich

Eine Sequenz des Volatilenabbrands eines Partikels SK3 beim Betriebspunkt AIR10, detektiert mit OH-PLIF (OH) und Lumineszenz Visualisierung (LU), ist in Abbildung 6.22 dargestellt. Die Bilder sind zeitgleich aufgenommen. Die Zeit nimmt von links nach rechts zu und ist die Verweilzeit des Partikels im heißen Abgas. In der oberen Reihe ist das OH-Signal dargestellt und in der unteren das Lumineszenz-Signal. Alle Bilder haben dieselbe Skalierung. Die Intensitätsskalierung für die jeweilige Reihe ist am rechten Abbildungsrand dargestellt. In den OH-Bildern ist durch den kleinen Bildausschnitt nicht der Signalabfall auf die Signalintensität des Abgases der Flachflamme zu erkennen. Erst bei einem Radius von über 2 mm , abhängig vom Partikeldurchmesser und Verbrennungsatmosphäre, erreicht das Signallevel wieder das Umgebungsniveau wie der Autor in [78, 130] gezeigt hat. Wie schon zuvor erwähnt, ist in den Lumineszenz-Bildern das Signal brennender Teere oder Rußpartikel detektiert. In der gleichen Region entsteht auch eine

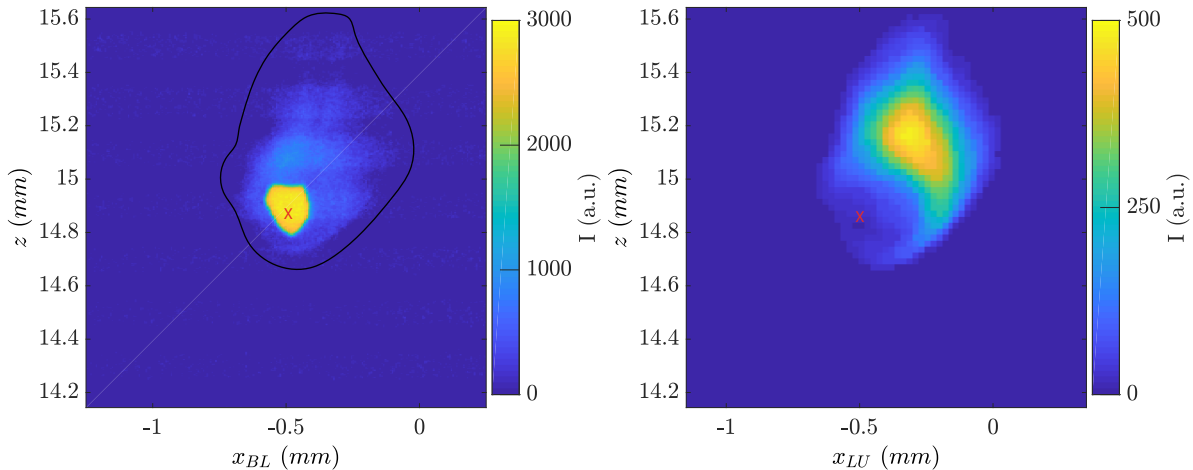


Abbildung 6.21: Vergleich der detektierten Signale von BL (links) und LU (rechts) von SK2 bei Betriebspunkt AIR20. Das rote x markiert die Partikelposition. Die schwarze Kontur im linken Bild stellt die Signalfäche des LU Bildes dar.

Signalüberhöhung in den OH-Bildern. Ein Teil dieses Signals ist thermische Strahlung, die nicht komplett durch den Bandfilter unterdrückt wird, wie im Vergleich der on- und off-resonanten Messung gezeigt wurde (Kap. 5.4.3). Hierbei ist noch zu erwähnen, dass der Vergleich beim Betriebspunkt AIR20 mit einem mittelgroßem Steinkohlepartikel durchgeführt wurde, bei dem sich deutlich weniger Teere und Rußpartikel bilden als bei der großen Partikelgröße beim Betriebspunkt AIR10, wie hier dargestellt (Abb. 6.22). Der andere Teil könnte durch eine lokal höhere Gastemperatur sowie einer höheren Konzentration an OH-Radikalen durch die Verbrennung der Teere entstehen. Durch die hohe Anzahl der Teere und Rußpartikel ist in der Reihe ab 35,2 ms neben dem Schattenwurf durch den Partikel auch eine Abschwächung des Signals rechts von der Kleinstpartikelwolke (Teere und Rußpartikel) zu erkennen. Die Sequenz zeigt, dass das Signal der Lumineszenz zeitlich stark fluktuiert und in derselben Region auch im detektierten OH-Signal (Bereich hoher Signalintensität). Die globale radiale Intensitätsverteilung des OH-Signals um den Partikel bleibt jedoch unbeeinflusst von der lokalen Intensitätserhöhung durch die Verbrennung der Teere und Rußpartikel. Ein Zusammenhang zwischen der Einfallsrichtung des Lasers und damit verbundener einseitiger Partikelauflösung und der Intensitätserhöhung durch die Verbrennung der Teere und Rußpartikel im gleichen Bereich könnte vorhanden sein, muss aber noch validiert werden. Durch die zusätzliche Zuführung von Wärmeenergie auf die linke Partikeloberfläche durch den Laser, könnte es an dieser Stelle zu einer erhöhten Entgasungsrate von Teeren und Volatilen kommen.

Abbildung 6.23 zeigt die dazugehörige Aufnahme von BL1 zur Sequenz aus Abbildung 6.22. Durch die geringe Sauerstoffkonzentration vom Betriebspunkt AIR10 werden die Teere und Rußpartikel nicht im Partikelnahbereich verbrannt, sondern können weit in die umgebende Atmosphäre eindringen. Die Verteilung der Partikelmaterie ist nicht homogen. Durch den Geschwindigkeitsunterschied zwischen Umgebungsströmung und Partikel entsteht eine Anhäufung von Kleinstpartikeln stromab vom Kohlepartikel. Dieser Effekt wird noch durch den Auftrieb der verbrannten Volatilen unterstützt. Zusätzlich sind Partikelstrahlen zu erkennen, die aus dem Partikel austreten. Dies könnten einer-

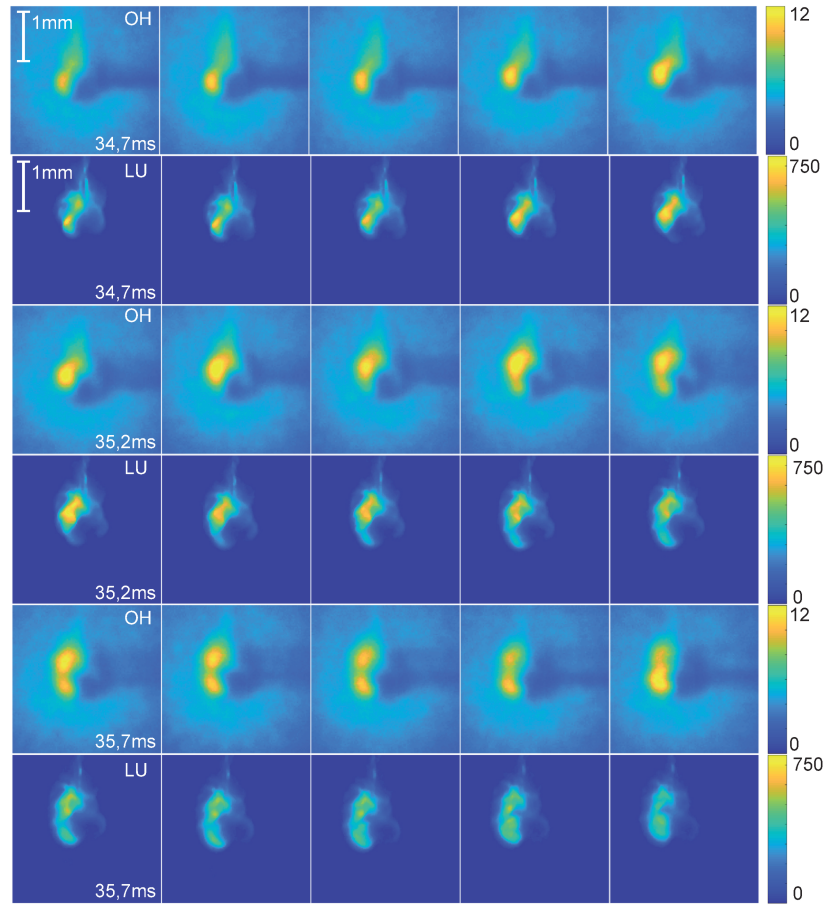


Abbildung 6.22: Vergleich der zeitgleich detektierten Signale mit OH-PLIF (OH) und Lumineszenz (LU) von SK3 bei Betriebspunkt AIR10. Im ersten Bild jeder Reihe ist die Veweilzeit des Partikels angegeben. Diese nimmt von Bild zu Bild um $0,1 \text{ ms}$ zu.

seits flüssige Teere sein, was die Annahme von Solomn et al. [134] unterstützen würde, welche der Meinung sind, dass Teerblasen an der Partikeloberfläche entstehen und sich von dieser dann im Metaplastzustand (viskose Flüssigkeit) des Partikels lösen. Andererseits könnten sich auch durch Agglomeration größere Rußpartikel bilden, da sich stromab des Partikels eine brennstoffreiche Zone bildet. Stromauf des Partikels verbrennen die ausgasenden Volatilen dichter an der Partikeloberfläche, da durch die Schlupfgeschwindigkeit in diesem Bereich kontinuierlich frischer Sauerstoff für die Verbrennung zur Verfügung steht. Zusätzlich wird dieses Ergebnis dadurch unterstützt, dass diese Partikelstrahlen nicht direkt mit der Partikeloberfläche verbunden sind. McLean et al., Seeker et al. und Fletcher et al. sind zu dem gleichen Ergebnis gelangt [29, 30, 135]. Scheinbar hat das lokale Strömungsfeld um den Partikel, welches durch die Schlupfgeschwindigkeit, Partikelrotation, inhomogene Entgasungs- und Verbrennungsprozesse beeinflusst wird, Auswirkungen auf die Region und die Anzahl der sich bildenden Rußpartikelagglomerate. Weitere Untersuchungen in Verbindung mit Probenentnahme und LII-Messungen müssten durchgeführt werden, um dieses Phänomen weiter beschreiben zu können.

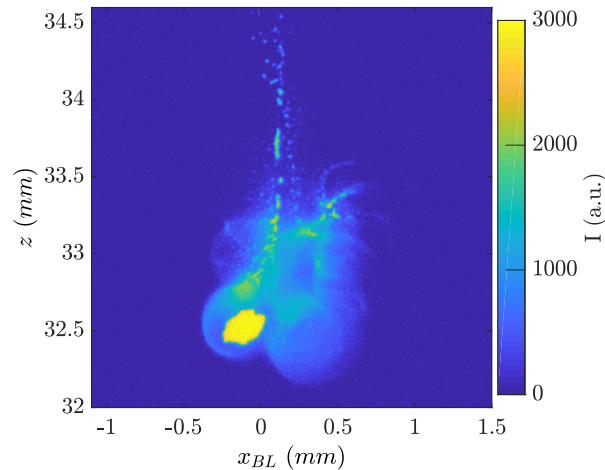


Abbildung 6.23: Partikel detektiert von BL1 für die Sequenz aus Abbildung 6.22. Die Verweilzeit bis zum Zeitpunkt dieser Aufnahme beträgt 35,8 *ms*.

OH-PLIF: Partikelposition in Laserlichtschnitt

In [78, 130] hat der Autor über gemittelte radiale OH-Intensitätsprofile Aussagen über die Position der Flammenfront getroffen. Dabei wurde eine erste Version des Brenners eingesetzt, in der die Partikel die gleiche Geschwindigkeit hatten wie die umgebende Strömung. Dadurch hatte der Partikel eine sehr stabile Flugbahn und die Verteilung der Teere und Rußpartikel war homogener um den Partikel. Wie auch schon in den Veröffentlichungen erwähnt, ist die Detektion des Reaktionszonenabstands (stärkster OH-Gradient) an der Auflösungsgrenze des Systems. In dieser Arbeit wird auf die Bestimmung der Reaktionszonenposition verzichtet. Der Grund wird im Folgendem erörtert. Die Detektion des OH-Signals im Nahfeld des Partikels ist stark abhängig von der Position des Kohlepartikels in *y*-Richtung im Laserlichtschnitt. Die Dicke des Laserlichtschnitts (ca. 100 μm) und der Partikeldurchmesser haben ungefähr die selbe Größe. Abbildung 6.24 erläutert diesen Sachverhalt. Dabei gibt es zwei Phänomene. In positive *y*-Richtung bewegt sich der Partikel von der Kamera weg. Neben der Blickrichtung des OH-Detektionssystems ist auch eine Draufsicht auf den Partikel skizziert, um die Position im Laserlichtschnitt darzustellen. Die rote Linie kennzeichnet den Bereich der Reaktionszone der Teere und Rußpartikel aus den Lumineszenzbildern. Wandert der Partikel im Lichtschnitt in positive *y*-Richtung, wird der Schattenwurf schwächer, da ein Teil des Lichtschnitts den Partikel passiert. Gleichzeitig ändert sich aber auch die Region, in der das Signal detektiert wird, da die Reaktionszone dreidimensional um den Kohlepartikel ist und einen bestimmten radialen Abstand zum Partikel besitzt. Dadurch wird ein stärkeres Signal aus der Reaktionszone zwischen Partikel und Detektionssystem gemessen, je mehr das Laserlichtschnitt den Partikel passiert. Gleiches geschieht, auch wenn der Partikel sich in Richtung Detektionssystem bewegt, nur mit dem Unterschied, dass der Partikel einen Teil des Signals blockiert. Die exakte Position des Partikels im Laserlichtschnitt in *y*-Richtung ist bei den Messungen unbekannt. Folglich ist die Bestimmung der Position der höchsten Reaktionszone in radialer Richtung abhängig von der Partikelgröße und der Position im Laserlichtschnitt. In den Arbeiten [78, 130] wurden die OH-Aufnahmen einer umfangreichen

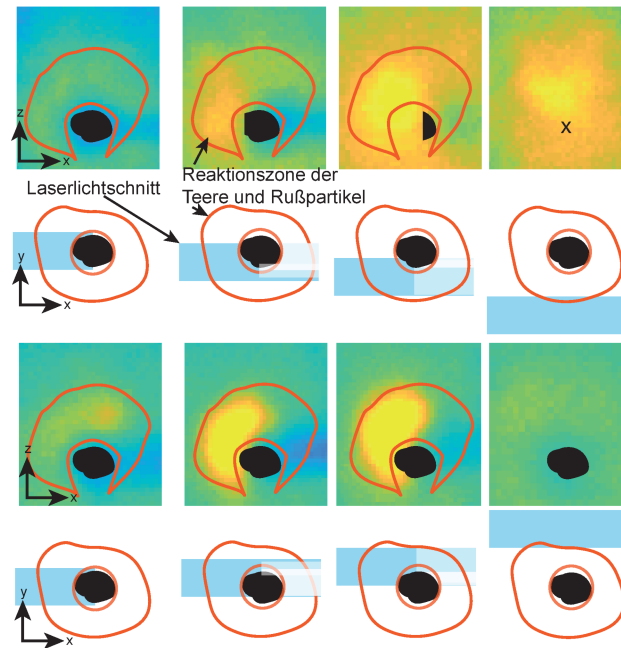


Abbildung 6.24: Abhängigkeit des OH-Signals im Partikelnahbereich von der Partikelposition im Laserlichtschnitt.

Selektion unterzogen, um Ergebnisse zu bekommen. Zur Detektion des Zündzeitpunktes kann OH-PLIF trotzdem eingesetzt werden, da dabei nur die Detektion eines Signals von Bedeutung ist.

6.4 Vergleich der detektierten Signale bei unterschiedlichen Kohlearten

Lumineszenz

In Abbildung 6.25 ist eine LU-Sequenz während des Volatilenabbrands dargestellt. Der kolumbianische Steinkohlepartikel SK2 wurde beim Betriebspunkt AIR20 aufgezeichnet. Die Signalentwicklung unterscheidet sich von Partikel zu Partikel und ist ebenfalls abhängig von der Verbrennungsatmosphäre. Die Zeit ist referenziert auf den Beginn der Aufheizung des Partikels. Am rechten Abbildungsrand ist die für die Reihe dazugehörige Intensitätsskala dargestellt. Das erste Signal wurde zum Zeitpunkt $t=5,8\text{ ms}$ detektiert. Das Signal bildet während der nächsten Millisekunde ein nach unten geöffnetes „C“ aus, mit einem Intensitätsmaximum oberhalb des Partikels, was auf den Geschwindigkeitsunterschied zwischen Partikel und umgebenden Gas zurückzuführen ist. Die erste Millisekunde läuft bei fast allen gemessenen Partikeln nach diesem Schema ab. Ab ca. 7 ms fängt das Signal oberhalb des Partikels stark an räumlich und in der Intensität zu fluktuieren. Dies ist auf lokale Änderungen des Strömungsfeldes und einer inhomogenen Entgasung und damit inhomogenen Verbrennung zurückzuführen. Die maximale Intensität nimmt bis zum Zeitpunkt $t=10,7\text{ ms}$ zu und bleibt dann für zwei Millisekunden auf dem gleichen Level. Ab $12,7\text{ ms}$ nimmt die Signalfäche sowie die maximale Intensität ab, da die Entgasungsrate der Volatilen wahrscheinlich abnimmt. In den letzten drei Millisekunden des Volatilenabbrands wird die Entgasung inhomogen und der Partikel rotiert um seine Achsen, was an der Rotation des Intensitätsmaximums zu erkennen ist. Desweiteren ist die Schlupfgeschwindigkeit fast nicht mehr vorhanden, welche zuvor für eine Stabilisierung des Signalmaximums stromab des Partikels gesorgt hat. Ab ca. 16 ms ist neben dem Signal von dem brennenden Teer und den Rußpartikeln ein erstes Signal von der Kohlepartikeloberfläche zu erkennen. Bei $16,8\text{ ms}$ ist kein Signal vom Volatilenabbrand mehr zu detektieren und die Signalintensität vom Kohlepartikel nimmt zu, da dieser sich immer weiter aufheizt und zu diesem Zeitpunkt im Koksabbrand befindet.

In Abbildung 6.26 ist das erste detektierte Signal und das Ende des Volatilenabbrands nochmals vergrößert dargestellt. Die Sternchen markieren die Partikelposition aus der Interpolation der Partikelbewegung (PM). Deutlich zu erkennen ist, dass sich das erste detektierte Signal stromab vom Partikel bildet und wie schon zuvor erwähnt durch Breitbandstrahlung heißer Teere und Rußpartikel entsteht. Am Ende des Volatilenabbrands nimmt die thermische Strahlung von den Kleinstpartikel rapide ab und zeitgleich kommt erste thermische Strahlung vom Partikel, der sich weiter aufheizt und in den Koksabbrand übergegangen ist oder gerade übergeht.

Die Signalfächen verschiedener Kohlen, welche zur Bestimmung des Endes des Volatilenabbrands genutzt werden als auch die maximale und mittlere Intensität in Abhängigkeit der Zeit, sind in Abbildung 6.27 dargestellt. Dabei sind die Verläufe für SK2 aus der Sequenz des Partikel in Abbildung 6.25 berechnet. Bei den Steinkohlen SK2, PT2 und US2 nehmen die Signalfächen und -intensitäten ab ca. 5 ms zu. Der weitere Verlauf ist dann sehr unterschiedlich, wobei dies nicht nur auf die unterschiedliche Zusammensetzung der Kohlen zurückzuführen ist, sondern auch auf die Form und Größe der Partikel. Diese ausgewählten Verläufe der Steinkohlen sind dadurch nicht repräsentativ für alle Partikel.

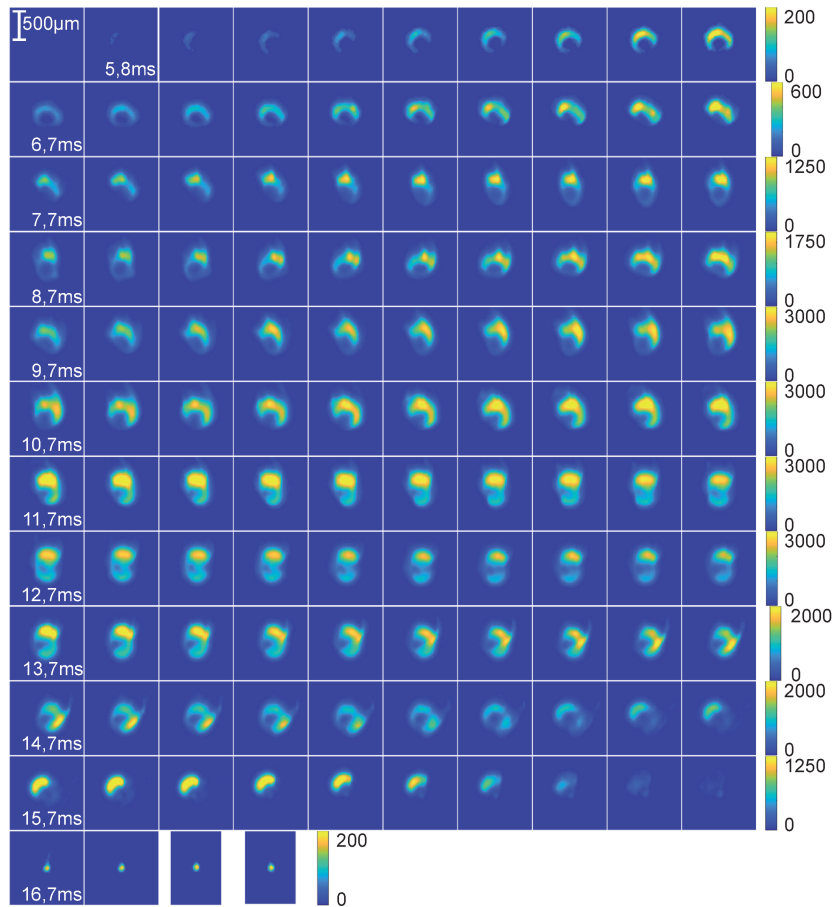


Abbildung 6.25: Sequenz eines Partikels SK2 während des Volatilenabbrands beim Betriebspunkt AIR20 aufgezeichnet mit LU.

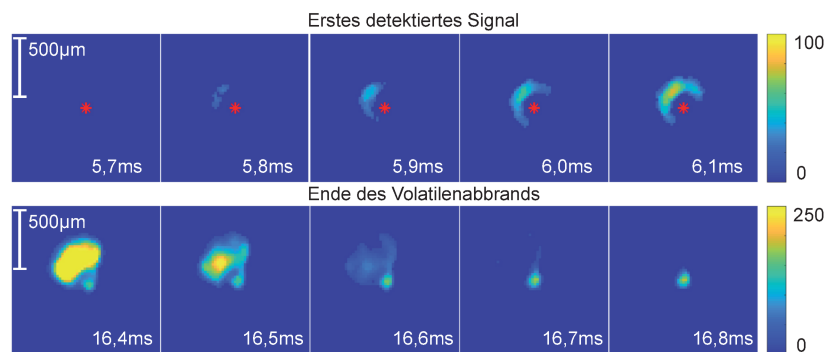


Abbildung 6.26: Bildsequenzen des ersten detektierten Signals mit LU sowie des Übergangs vom Volatilen- zum Koksabbrand. Die roten Sterne markieren die Partikelmitelpunkte, welche durch PM bestimmt wurden.

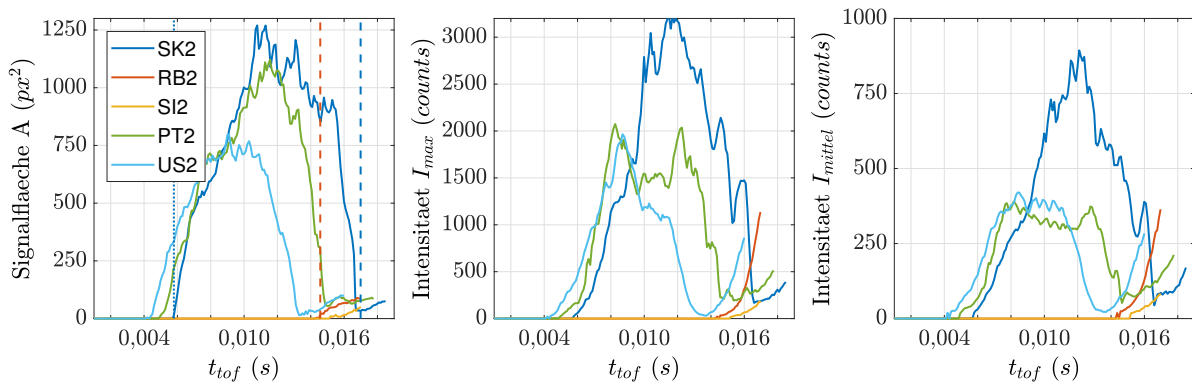


Abbildung 6.27: Erstes detektiertes Signal mit LU sowie der Übergang vom Volatilen- zum Koksabbrand. Die blaue bzw. rote gestrichelte senkrechte Linie markiert den Beginn des Koksabbrands von SK2 bzw. RB2.

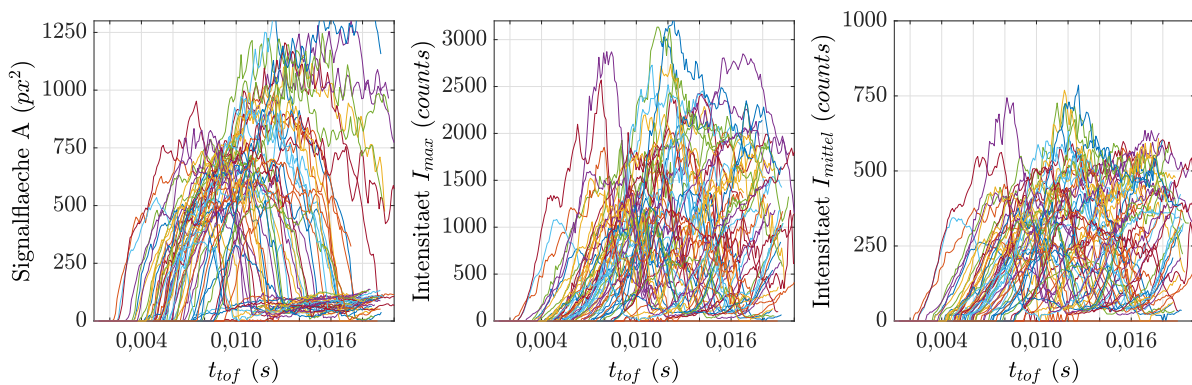


Abbildung 6.28: Streuung der Signalfächenänderung von SK2 in Abhängigkeit von der Verweilzeit für ca. 50 Einzelsequenzen.

Gemittelte Werte werden später dargestellt. Die Signalverläufe von rheinischer Braunkohle (RB2) und Anthrazitkohle (SI2) sind sehr ähnlich, unterscheiden sich aber deutlich von denen der Steinkohlen. Erst wenn der Braunkohlepartikel in den Koksabbrand übergeht (rote gestrichelte Linie) wird ein Signal direkt vom Kohlepartikel detektiert, da dieser sich aufheizt. Braunkohle besitzt keine länger-kettigen Volatilen wie Teere, wodurch während des Volatilenabbrands in den meisten Fällen kein Signal detektiert wird. Gleiches gilt für Anthrazitkohle.

Abbildung 6.28 zeigt die Signalverläufe für ca. 50 Kohlepartikel SK2 während der Verbrennung bei AIR20. Diese Darstellung verdeutlicht nochmals die starke Streuung der Signalverläufe je Partikel derselben Kohle. In den Untersuchungen von Braunkohle und Anthrazitkohle (hier nicht dargestellt) zeigten sich vereinzelt Verläufe mit detektierten Signalen während des Volatilenabbrands, was darauf schließen lässt, dass die Zusammensetzung der Volatilen von Partikel zu Partikel unterschiedlich sind. Des Weiteren kann auch die Aussage getroffen werden, dass die länger-kettigen Volatilen für die Rußbildung verantwortlich sind, welche vermehrt in Steinkohle auftreten.

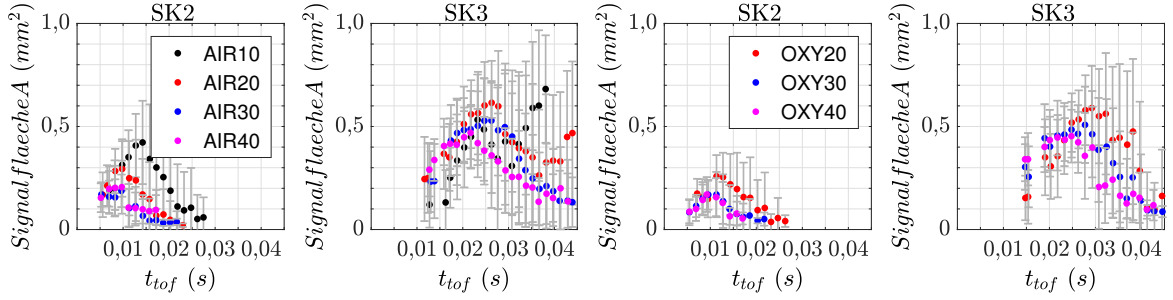


Abbildung 6.29: Gemittelte Signalfächen von LU in Abhängigkeit von der Verweilzeit von SK2 und SK3 bei allen untersuchten Betriebspunkten. Die grauen Balken stellen die Standardabweichung dar.

Um die Änderung der Signalfächen und damit der Teer- und Rußregionen in Abhängigkeit von der Verweilzeit zu untersuchen, wird jedem mit BL1 detektierten Partikel, die Signalfäche aus LU zum selben Zeitpunkt zugeordnet. Diese Flächen werden dann über eine Fensterbreite von $0,0015\text{ ms}$ gemittelt. Die gemittelten Signalfächen sowie die Standardabweichungen über die Verweilzeit sind in Abbildung 6.29 für die kolumbianische Steinkohle der mittleren und großen Größenverteilung dargestellt. Bei SK2 in AIR-Atmosphären ist deutlich zu erkennen, dass die maximale Signalfäche mit zunehmendem Sauerstoffgehalt in der umgebenden Atmosphäre abnimmt. Des Weiteren verschiebt sich das Maximum zu kürzeren Verweilzeiten und die Standardabweichungen werden kleiner. Bei AIR30 und AIR40 ist kaum ein Unterschied zu erkennen. Die Rußbildung ist abhängig von der lokalen Sauerstoffkonzentration. Diese ist bei AIR10 am niedrigsten. Nimmt diese zu, entsteht weniger Ruß, da die länger-kettigen Brennstoffe in den Volatilen schneller umgesetzt werden können. Bei AIR30 und AIR40 wird der Brennstoff durch die große Menge an Oxidator direkt im Partikelnahbereich umgesetzt. Gleiches Verhalten zeigt SK2 auch bei den OXY-Betriebspunkten. Bei SK3 AIR10 wurden die Messungen nicht bis zum Ende des Volatilenabbrands durchgeführt, da die Signalfäche im letzten Mittelungsfenster immer noch anstieg. Die maximale Intensität nimmt mit zunehmendem Sauerstoffgehalt ab und verschiebt sich ebenfalls zu kürzeren Verweilzeiten. Die zunehmenden Standardabweichungen mit der Verweilzeit sind durch die hohe Streuung der Partikelgröße zu erklären und dadurch, dass jeder Partikel eine andere Verbrennungshistorie besitzt. Durch die größere Volatilenmasse bei SK3 sind die Signalfächen im Vergleich zu SK2 beim selben Betriebspunkt mindestens doppelt so groß. Durch die größere Partikelmasse der Verteilung von SK3 beginnt die Detektion der Signalfäche ca. 5 ms später, da diese Partikel länger für das Aufheizen benötigen als die der Größenverteilung SK2. Bei SK3 ist auch zu erkennen, dass die erste detektierte Signalfäche bei den OXY-Betriebspunkten ca. 5 ms später als bei den AIR-Betriebspunkten auftritt, was wahrscheinlich auf die geringere Wärmediffusivität in OXY-Atmosphären zurückzuführen ist.

OH-PLIF

Die Form und Intensität des detektierten OH-Signals ist abhängig von der Kohle sowie der Verbrennungsatmosphäre. Abbildung 6.30 zeigt Beispielsequenzen einiger Kohlen bei unterschiedlichen Betriebspunkten. Jeweils im ersten Bild ist die Verweilzeit des Kohlepartikels angegeben. Die Zeit nimmt von Bild zu Bild um $0,1\text{ ms}$ zu. Die Intensitäten sind

auf den OH-Hintergrund normiert, um eine Vergleichbarkeit zwischen den Betriebspunkten herstellen zu können. Zuerst wird ein Vergleich verschiedener Kohlen bei gleichem Betriebspunkt durchgeführt. Bei Anthrazitkohle SI2 ist das OH-Signal um den Partikel wegen dem geringen Volatilenanteil sehr schwach und liegt ca. 10% über dem Hintergrund. Das OH-Signal von rheinischer Braunkohle RB2 ist stärker als das von Anthrazitkohle, jedoch nur ungefähr halb so hoch wie bei Steinkohle SK2. Dies ist wahrscheinlich auf die Zusammensetzung der ausgasenden Volatilen zurückzuführen. Bei Steinkohlen könnten die längerkettigen Kohlenstoffverbindungen zu einer höheren Flammentemperatur oder einem höheren OH-Molenbruch führen. Braunkohle besitzt im Gegensatz zu Steinkohle nur sehr wenige längerkettige Kohlenwasserstoffverbindungen, die entgasen. Durch den höheren Volatilenanteil, der kaum schwere Kohlenwasserstoffverbindungen enthält, ist die radiale Gasgeschwindigkeit um den Braunkohlepartikel wahrscheinlich höher, wodurch die Flamme sich weiter weg von der Partikeloberfläche stabilisiert, da sich der Stöchiometriepunkt nach außen verschiebt. Der Vergleich von Steinkohle SK2 bei unterschiedlichen AIR-Betriebspunkten zeigt eine Zunahme der Signalintensitäten mit zunehmender Sauerstoffkonzentration. Durch die höhere Sauerstoffkonzentration wird die Zone der Brennstoffumsetzung kleiner, wodurch es zu einer lokal höheren Wärmefreisetzung kommt, was zu einem stärkeren OH-Signal führt. Des Weiteren befindet sich die Reaktionszone (steilster OH-Gradient) wahrscheinlich dichter an der Partikeloberfläche mit zunehmender Sauerstoffkonzentration, da mehr Sauerstoff in den Brennstoff diffundiert. Im Vergleich zum AIR20-Betriebspunkt ist das OH-Signal bei der Feststoffverbrennung beim OXY20-Betriebspunkt etwas niedriger. Dies ist wahrscheinlich durch die niedrigere Diffusivität von CH_4 in CO_2 zu begründen, da somit die Reaktionszone bei OXY20 breiter ist [24].

6.5 Zündungsverzugszeiten

OH-PLIF eignet sich besser zur Bestimmung des Zündzeitpunktes von Kohlepartikeln als Lumineszenzmessungen, da einerseits die Lumineszenzmessungen während des Volatilenabbrands nur bei rußenden Kohlen möglich ist und andererseits das OH-Signal früher detektiert wird als das Lumineszenz-Signal, wie in Abbildung 6.31 dargestellt. In dieser Beispielsequenz zündet ein Steinkohlepartikel SK3 beim Betriebspunkt AIR20. Die Kriterien zur Bestimmung des Zündzeitpunktes im OH-Signal wurden in Abschnitt 5.5 schon erläutert. In dieser Sequenz zündet der Partikel bei 10,4 *ms*. Das LU-Signal wird aber das erste Mal bei $t=15,1$ *ms* detektiert, was eine Differenz von fast 5 *ms* entspricht. Zu diesem Zeitpunkt ist die Korona in der OH-Sequenz schon voll ausgebildet. OH wird früher detektiert, da die leicht Flüchtigen früher anfangen den Partikel zu verlassen. Teere entgasen erst zu einem etwas späteren Zeitpunkt, weshalb dann auch erst ein Lumineszenzsignal detektiert werden kann.

In Abbildung 6.32 ist die Differenz zwischen dem ersten detektierten OH-Signal und dem ersten detektierten LU-Signal Δt_{Signal} statistisch für Steinkohle SK in Abhängigkeit vom Betriebspunkt dargestellt. Bei SK1 verschiebt sich der Mittelwert kaum mit zunehmendem Sauerstoffgehalt und liegt bei ca. 2 *ms*. Die Streuung um den Mittelwert nimmt mit zunehmendem Sauerstoffgehalt ab. Bei der Verbrennung von SK1 in den OXY-Betriebspunkten nimmt die Streuung mit zunehmendem Sauerstoffgehalt ab. Die Verteil-

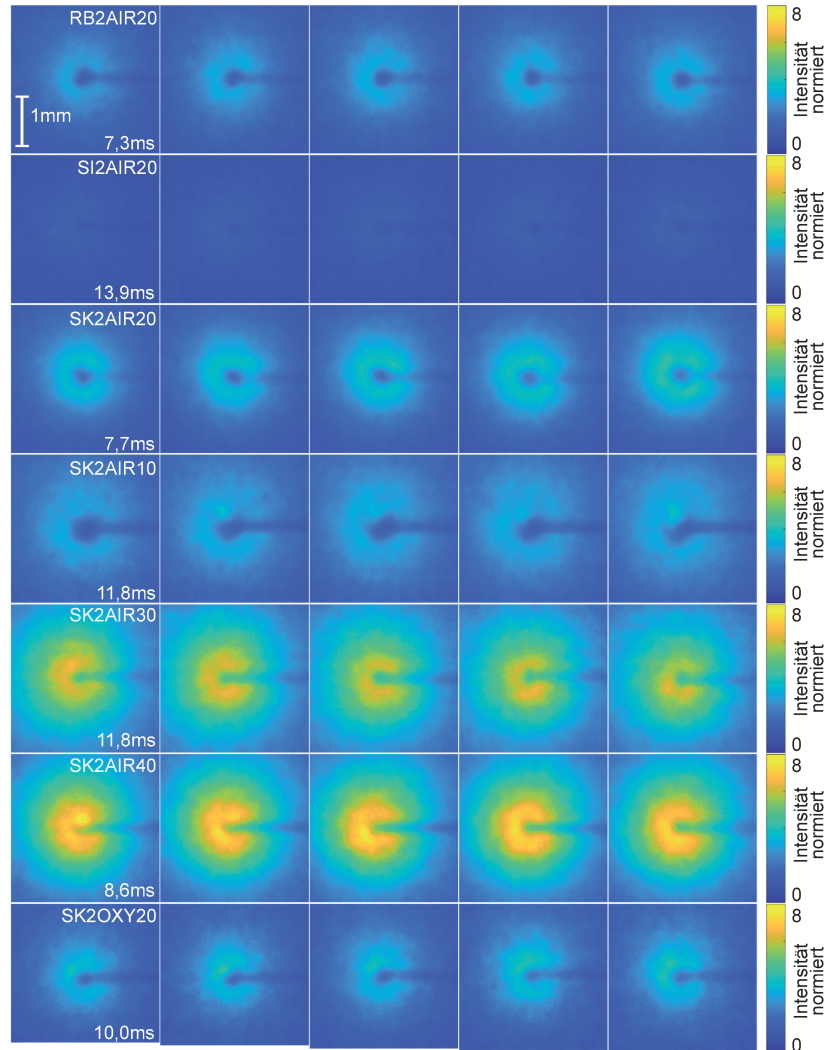


Abbildung 6.30: Vergleich des OH-Signals bei unterschiedlichen Kohlen und Betriebspunkten (Beispiele).

ung für SK2 bei allen AIR-Betriebspunkten ist sehr ähnlich und die höchste Wahrscheinlichkeit von Δt_{Signal} liegt bei ca. 2,5 ms. Bei den OXY-Betriebspunkten liegen die Verteilungen bei OXY30 und OXY40 übereinander. Bei OXY20 verschiebt sich die Verteilung zu kleineren Δt_{Signal} , da die Schlupfgeschwindigkeit bei OXY20 geringer ist als bei OXY30 und OXY40. Dies hat zur Folge, dass weniger sauerstoffreiche Umgebungsatmosphäre zum Partikel transportiert wird und dadurch das Gemisch um den Partikel brennstoffreicher ist, was zu Rußbildung führt. Die Differenz ist bei den OXY30 und OXY40 Betriebspunkten im Mittel ca. 1 ms größer als bei den AIR-Betriebspunkten. Bei der großen Partikelverteilung SK3 ist die Differenz größer als bei SK2, nimmt aber mit zunehmender Sauerstoffkonzentration ab.

Die Zündverzugszeiten für kolumbianische Steinkohle SK bei unterschiedlichen Betriebspunkten detektiert mit OH sind in Abbildung 6.33 dargestellt. Die Prozentzahl in Klammern zeigt an, wieviel Prozent der detektierten Partikel in der untersten Messebene gezündet haben. Bei SK1 und SK2 liegt die untere Kante des FOVs bei 4 mm und

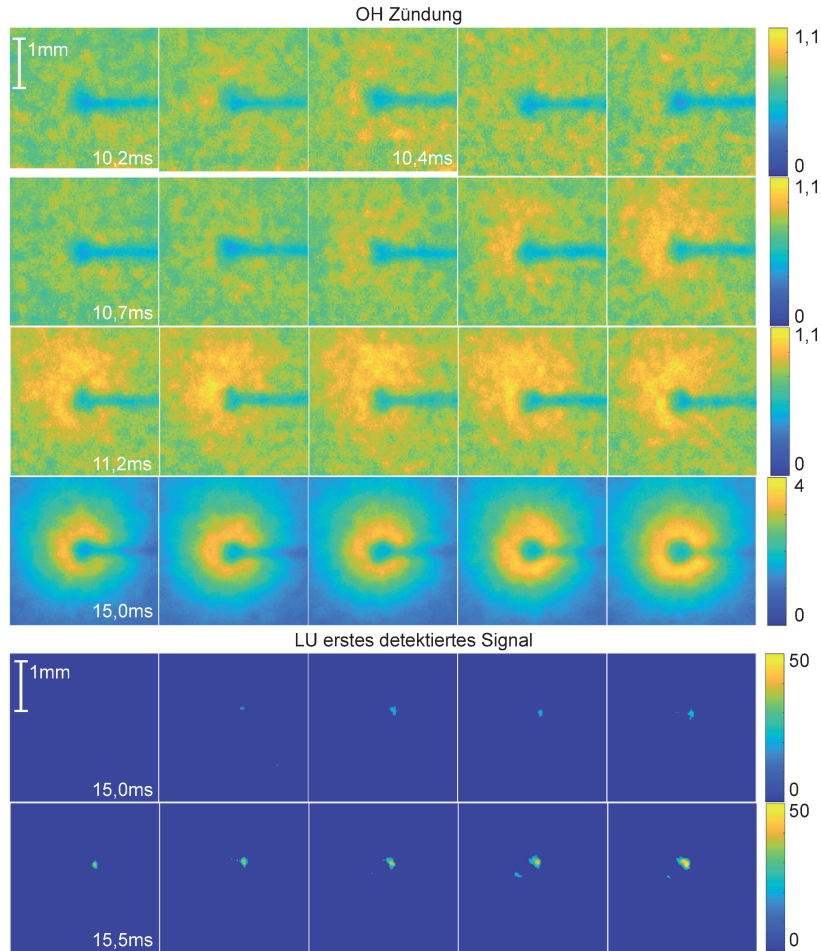


Abbildung 6.31: Beispielsequenz eines zündenden Steinkohlepartikels detektiert mit OH und LU.

bei SK3 bei 5 *mm*. Alle anderen detektierten Partikel haben schon gezündet bevor sie in das Messvolumen eintreten. Dies bedeutet, dass die exakte Zündverzugszeitverteilung nicht bestimmt werden kann, jedoch Tendenzen und Obergrenzen der Zündverzugszeiten erkennbar sind. Die Partikel der Größenverteilung SK1 zünden alle innerhalb von 3 *ms* nach dem festgelegtem Aufheizzeitpunkt. Eine Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt ist nicht erkennbar. Bei OXY20 zünden 50 % der Partikel im FOV. Die Anzahl nimmt mit höherem Sauerstoffgehalt ab, wodurch auf eine Abhängigkeit der Zündverzugszeit vom Sauerstoffgehalt bei den OXY-Betriebspunkten geschlossen werden kann, da der gleiche Trend auch bei den größeren Größenverteilungen erkennbar ist. Wahrscheinlich bildet sich durch den höheren Sauerstoffgehalt früher ein zündfähiges Gemisch, da sich auch die Diffusivität des Brennstoffs in das CO_2/O_2 -Gemisch ändert. Bei den AIR-Betriebspunkten ist dieser Trend nicht erkennbar. Mit zunehmendem Durchmesser verschiebt sich die Obergrenze zu längeren Zündverzugszeiten bei den AIR- und den OXY-Betriebspunkten. Diese verdoppelt sich ungefähr von Größenverteilung zu Größenverteilung. Bei den OXY-Betriebspunkten sind die Obergrenzen der Zündverzugszeiten später. Durch Erhöhung der Partikeleintrittsgeschwindigkeit könnten wahrscheinlich die Zündverzugszeiten in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts besser untersucht werden, jedoch wird dann gleichzeitig

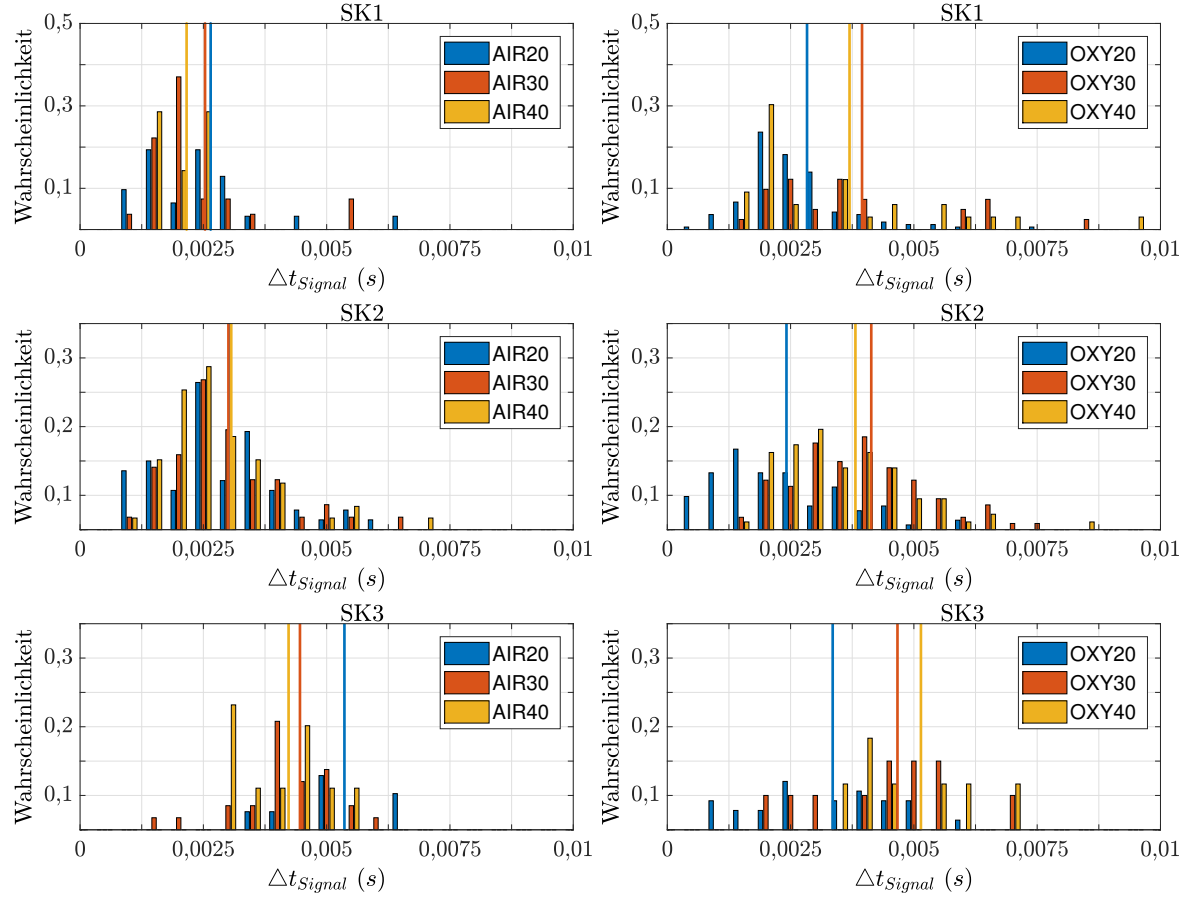


Abbildung 6.32: Zeitliche Differenz zwischen dem ersten detektierten Signal von OH und LU bei der Zündung. Vertikale Linien entsprechen dem Mittelwert.

die Schlupfgeschwindigkeit verändert, was sich auch auf das Zündverhalten der Partikel auswirken würde.

Ein Unterschied in der Zündverzugszeit bei Vergleich der untersuchten Steinkohlen kann nicht eindeutig festgestellt werden, wie Abbildung 6.34 zeigt. Bei Pittsburgh No8 (PT2) zünden mehr Partikel vor dem FOV mit zunehmendem Sauerstoffgehalt in der Umgebung. Ergebnisse für rheinische Braunkohle sowie Anthrazitkohle sind nicht vorhanden.

6.6 Ende des Volatilenabbrandes

Da das OH-Signal, wie zuvor gezeigt, stark von der Position des Partikels im Laserlichtschnitt abhängt, eignet sich OH-LIF nicht sehr gut für die Bestimmung des Endes des Volatilenabbrandes. Hierfür wird in dieser Arbeit das Lumineszenzsignal genutzt. Das Kriterium zur Bestimmung ist abhängig von der untersuchten Kohle. Bei Steinkohlen wird die minimale Signalfäche nach Erreichen der maximalen Signalfäche bestimmt und somit das Ende des Volatilenabbrandes festgelegt t_{endvol} . Handelt es sich um Anthrazitkohle oder Braunkohle, wird nach dem ersten detektierten Signal vom Partikel im Koksabbrand gesucht, was dann dem Ende des Volatilenabbrandes entspricht. In Abbildung 6.35 sind die

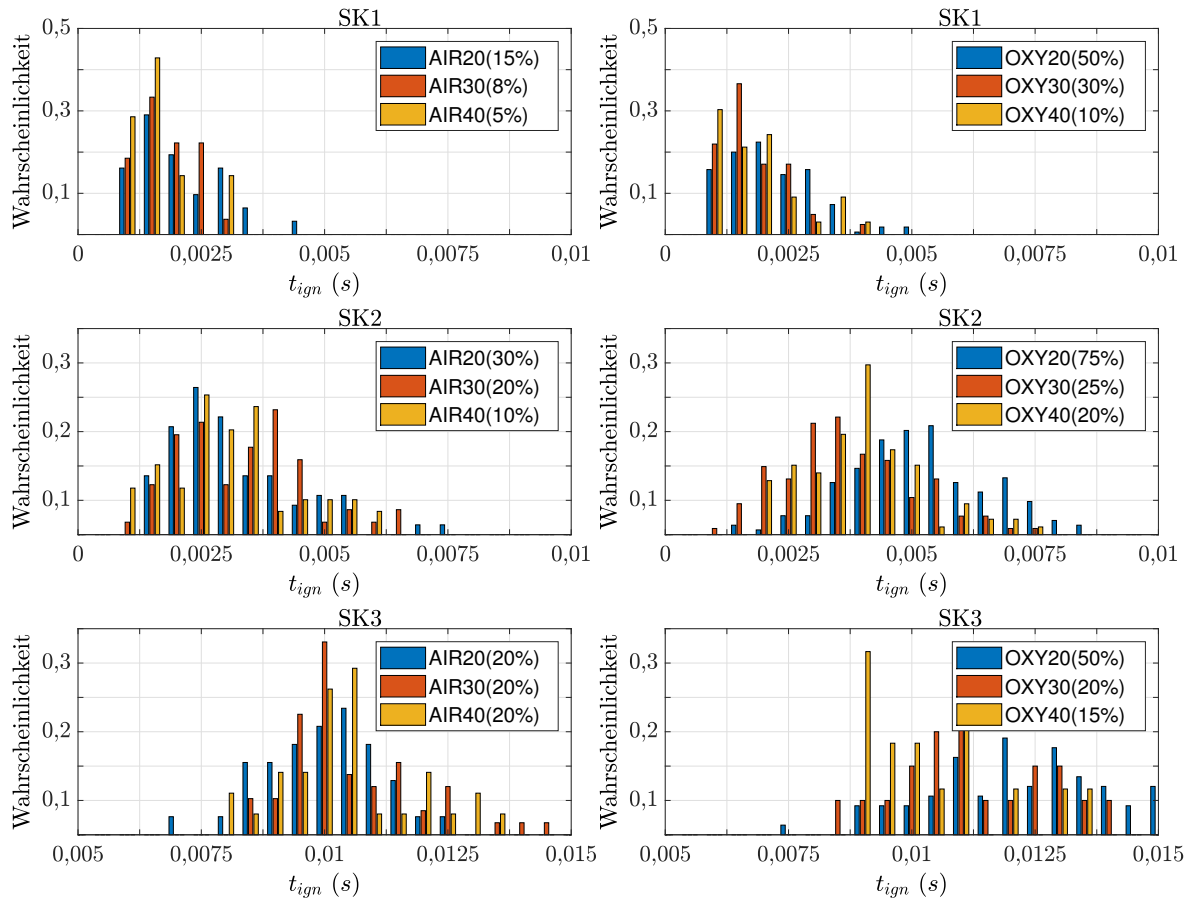


Abbildung 6.33: Zündverzugszeiten für kolumbianische Steinkohle SK bei unterschiedlichen Größenverteilungen und Betriebspunkten.

Ergebnisse für kolumbianische Steinkohle dargestellt. Die Verteilung von t_{endvol} von SK1 und SK2 bei AIR10 ist zu einem späteren Ende des Volatilenabbrands verschoben, im Vergleich zu den anderen AIR-Betriebspunkten, die fast übereinander liegen. Die Steinkohlengrößenverteilung SK1 zeigt bei den OXY-Betriebspunkten keine Abhängigkeit vom Sauerstoffgehalt. Bei SK2 bei der Verbrennung in OXY20 ist eine Verschiebung zu einem

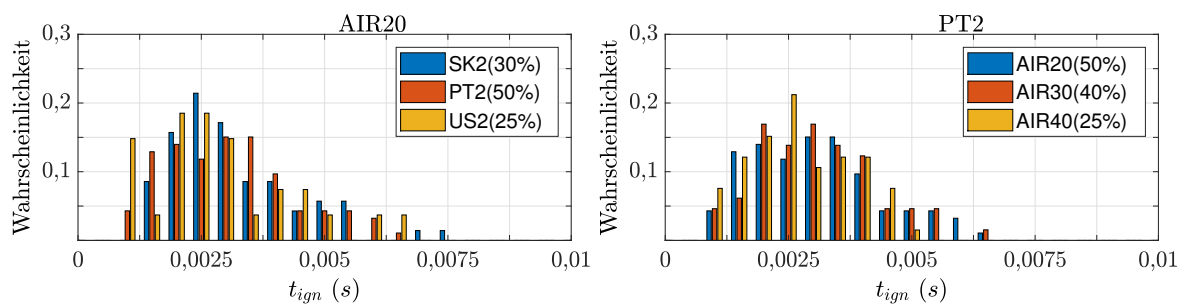


Abbildung 6.34: Zündverzugszeiten verschiedener Steinkohlen im Vergleich sowie Zündverzugszeiten für Pittsburgh No8 bei unterschiedlichem Sauerstoffgehalt der Verbrennungsatmosphäre.

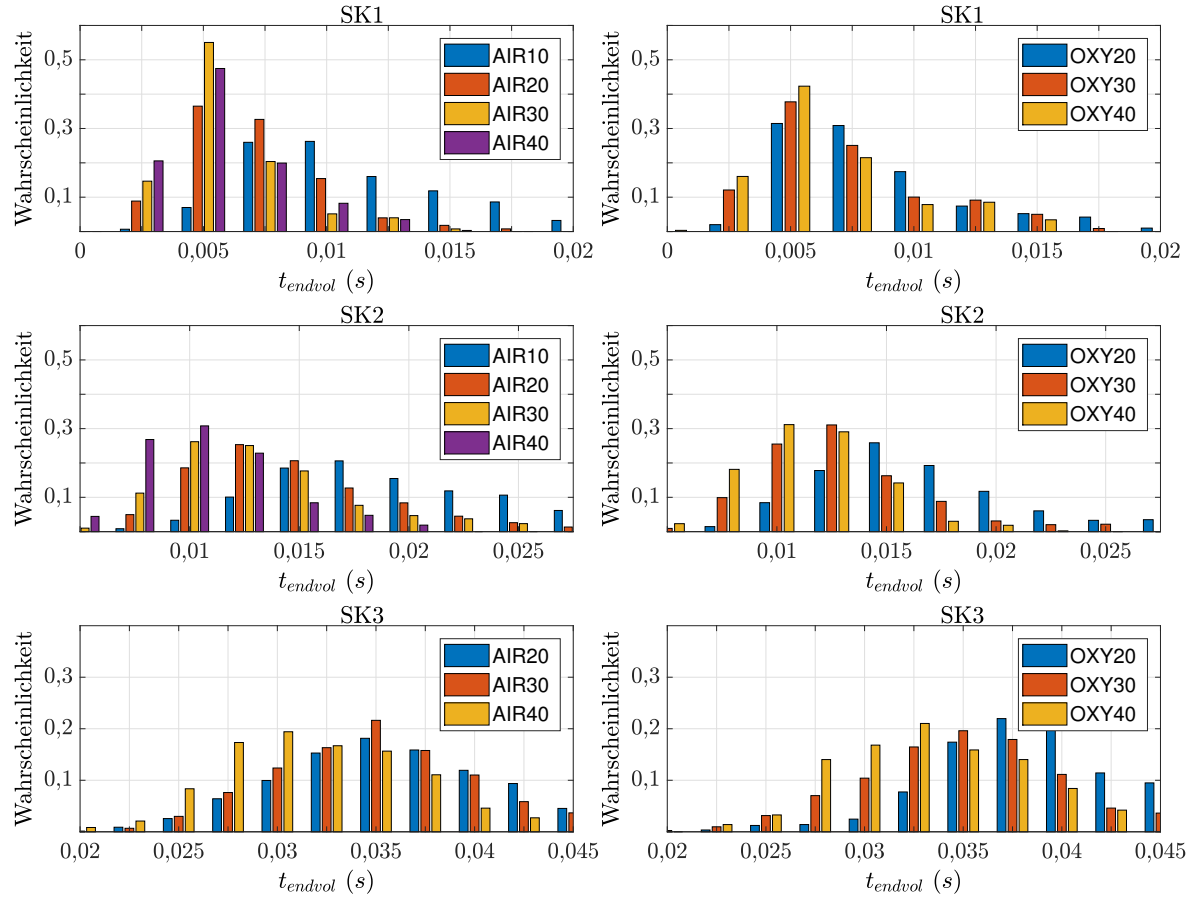


Abbildung 6.35: Histogramme des Endes des Volatilenabbrandes für kolumbianische Steinkohle.

späteren Ende des Volatilenabbrandes erkennbar. Mit zunehmendem Sauerstoffgehalt bei OXY- und AIR-Atmosphären endet bei der großen Partikelverteilung der Volatilenabbrand früher. Mit zunehmendem Partikeldurchmesser endet der Volatilenabbrand später, da große Partikel mehr volatile Masse besitzen und das Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis abnimmt. Bei konstanter Entgasungsrate bedeutet dies eine längere Entgasungsdauer, wodurch der Volatilenabbrand bei größeren Partikeln später endet. Bei der mittleren und großen Partikelverteilung (SK2 und SK3) ist zu beobachten, dass der Volatilenabbrand mit zunehmendem Sauerstoffgehalt in der Verbrennungsatmosphäre, früher endet. Bei den OXY-Betriebspunkten zünden die Partikel mit zunehmenden Sauerstoffgehalt etwas früher. Dies bedeutet: Je früher der Partikel zündet, desto früher endet auch die Volatilenabbrandphase. Durch die Diffusionsflamme um den Partikel wird die Entgasungsrate der Partikel erhöht. Je früher sich die Diffusionsflamme ausbildet, desto früher erhöht sich die Entgasungsrate, was ein früheres Ende der Entgasung und damit des Volatilenabbrandes zur Folge hat.

Ein Vergleich verschiedener Kohlen beim selben Betriebspunkt AIR20 ist in Abbildung 6.36 dargestellt. Der Volatilenabbrand der kolumbianischen Steinkohle SK2 endet im Mittel ca. 2 ms früher als bei den anderen beiden Steinkohlen US2 und PT2, was wahrscheinlich auf die unterschiedliche Zusammensetzung der Kohlen zurückzuführen ist, da bei

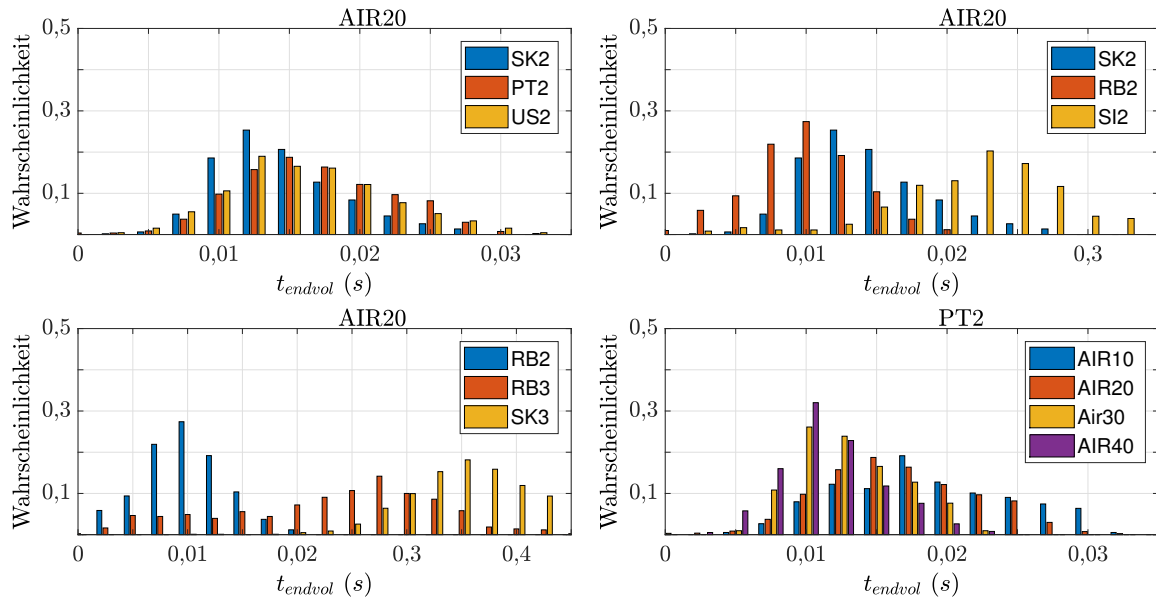


Abbildung 6.36: Histogramme des Endes des Volatilenabbrands für einige Kohlen im Vergleich.

den Zündverzugszeiten kein Unterschied erkennbar ist. Bei rheinischer Braunkohle endet der Volatilenabbrand früher als bei Steinkohle. Braunkohle besitzt hauptsächlich leichte Volatile und im Vergleich zu Steinkohle kaum länger-kettige Kohlenwasserstoffverbindungen. Dadurch ist die Entgasungsrate wahrscheinlich höher, wodurch die Entgasung früher endet. Der Volatilenabbrand bei Anthrazitkohle SI2 endet später als bei Steinkohle, was wahrscheinlich mit dem höheren Kohlenstoffanteil und den geringen Volatilenanteil von Anthrazitkohle zusammenhängt. Auch bei Braunkohle endet der Volatilenabbrand später mit zunehmendem Partikeldurchmesser. Bei Pittsburgh No8 tritt wie bei der kolumbianischen Steinkohle mit zunehmendem Sauerstoffgehalt in der Verbrennungsatmosphäre das Ende des Volatilenabbrands früher ein. Anhand dieser Ergebnisse ist zu sagen, dass sich die Volatilenabbranddauer wahrscheinlich nicht mit zunehmendem Sauerstoffgehalt ändert bei gleicher Partikelgröße, da gleichzeitig die Partikel früher zünden, was mit den Ergebnissen von Molina und Shaddix übereinstimmen würde [24].

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden umfangreiche Messungen zur Untersuchung der frühen Abbrandphase von Feststoffpartikeln bei unterschiedlichen Verbrennungsatmosphären, bestehend aus CO_2/O_2 oder N_2/O_2 , durchgeführt. Die eingesetzten optischen Messtechniken wurden dabei umfassend charakterisiert. Neben Zündverzugszeiten und Volatilenabbranddauer, wurden auch die Partikelgrößen und -formen sowie Partikelhistorien bestimmt. Der gewonnene Datensatz dient zur ausführlichen Beschreibung von Phänomenen wie Partikelschwellung und -entgasung und zur Validierung von Modellen.

Es wurde ein Flugstromreaktor zur Verbrennung von einzelnen Feststoffpartikeln, deren Größen zwischen 63 und 200 μm liegen, konstruiert. Dabei wurde darauf geachtet, dass alle Anforderungen bezüglich der Durchführung von Multiparametermessungen mit optischen Systemen und der numerischen Simulation des Prüfstandes erfüllt sind. Durch Experimente und numerische Simulationen wurden die Randbedingungen wie Temperatur- und Strömungsfeld umfangreich bestimmt, da diese die frühe Abbrandphase der Feststoffpartikel beeinflussen. Bei den durchgeführten Messungen wurden zeitgleich mehrere Parameter des brennenden Feststoffpartikels aufgezeichnet. Die Partikelform und -größe sowie die Rußbildung wurden mit zwei hochauflösenden Schattenwurfverfahren (DBI) bestimmt. Die räumlichen Auflösungsgrenzen wurden ermittelt und der entwickelte Auswertalgorithmus einer Sensitivitätsanalyse unterzogen. Ein weiteres Schattenwurfsystem erfasste die Partikelbewegung brennender Feststoffpartikel im Strömungsfeld. Mithilfe planarer laserinduzierter Fluoreszenzmessung des OH-Moleküls wurde die Zündung der Partikel untersucht. Eine Hochgeschwindigkeitskamera zeichnete die Lumineszenz zur Bestimmung der Verbrennungshistorie sowie dem Ende des Volatilenabbrands auf. Alle Daten der einzelnen Messtechniken wurden miteinander verglichen, um die aufgenommenen Signale interpretieren zu können.

Es wurde gezeigt, dass Kohlepartikel abhängig von ihrer Zusammensetzung, ihrer Größe und Form und der Verbrennungsatmosphäre ein anderes Schwellverhalten besitzen. Das Schwellverhältnis ist beispielsweise bei kolumbianischer Steinkohle größer als bei der Steinkohle der Marke Pittsburgh No8, obwohl der Volatilengehalt beider Kohlen sehr ähnlich ist. Nach Entgasung und Abbrand der Volatilen nehmen die Partikeldurchmesser ab. Eine Formänderung der Partikel während der Verbrennung hin zu einer runderen Form konnte nicht festgestellt werden. Des Weiteren wurde eine mögliche Auftriebs-

kraft während der Volatilenverbrennung beobachtet, welche die Partikel über die Fluidgeschwindigkeit beschleunigt. Je höher der Volatilengehalt der Kohle, desto größer ist die Auftriebskraft. Dies muss jedoch mithilfe zeitaufgelöster hochauflösender Schattenwurfverfahren und durch experimenteller Bestimmung der Strömungsfelder nachgewiesen werden. Durch inhomogene Entgasungsprozesse und Partikelrotation beschleunigen die Partikel nicht konstant, was ebenfalls mit dem Partikelverfolgungsverfahren nachgewiesen werden konnte. Der Sauerstoffgehalt in der Atmosphäre beeinflusst zudem die lokale Teer- und Rußbildung des Partikels. Diese ist nicht homogen und ebenfalls abhängig von der Verbrennungsatmosphäre CO_2/O_2 oder N_2/O_2 sowie der eingesetzten Kohle. Dabei zeigte sich, dass bei Braunkohle keine detektierbare Ruß- oder Teerbildung einsetzt, jedoch bei Steinkohlen. Durch den Vergleich der eingesetzten Messtechniken konnte der Einfluss der Teer- und Rußbildung auf die aufgenommenen Bilder untersucht werden. Dabei wurde festgestellt, dass die Bestimmung der Zündverzugszeit abhängig von der eingesetzten Messtechnik ist. Beispielsweise detektiert OH-PLIF den Zündzeitpunkt sehr viel früher als Methoden der Luminezenzvisualisierung. Es wurde gezeigt, dass die Zündverzugszeiten mit zunehmender Partikelgröße länger werden. Die untersuchten Kohlepartikel zünden in CO_2/O_2 später, als in N_2/O_2 , bei gleichem Sauerstoffgehalt, was wahrscheinlich auf die geringere thermische Diffusivität und höhere molare Wärmekapazitäten von CO_2/O_2 zurückzuführen ist. Die Volatilenabbranddauer nimmt ebenfalls mit zunehmender Partikelgröße zu. Jeder Partikel besitzt eine andere Verbrennungs- und Bewegungshistorie, weshalb die Notwendigkeit besteht, eine hohe Statistik aufzunehmen und/oder möglichst viele Parameter zeitgleich zu bestimmen. Diese Arbeit hat gezeigt, dass viele ermittelte Ergebnisse bei der Kohleverbrennung von mehreren Parametern abhängen. Angefangen von der Siebung der Partikel, der inhomogenen Brennstoffzusammensetzung von Partikel zu Partikel in einer Kohlepartikelprobe, dem eingesetzten Flugstromreaktor (Aufbau, Temperatur- und Strömungsfeld) sowie der eingesetzten Messtechniken. Nur durch zeitgleichen Einsatz mehrerer optischer Messtechniken können die aufgenommenen Daten genauer interpretiert werden. Alleine der Einsatz des in dieser Arbeit entwickelten vollvorgemischten Flugstrom Reaktors (keine Mischung von inertem Trägergas und Heißgasatmosphäre) führt zu anderen Ergebnissen als in der Literatur, speziell kürzere Zündverzugszeiten. Es hat sich gezeigt, dass der hohe Aufwand durch den Einsatz optischer Messtechniken zu neuen Erkenntnissen im Bereich der Feststoffverbrennung führen kann.

Ausblick

Ein wichtiger Einflussparameter in der frühen Abbrandphase ist die Partikeltemperatur. Diese ist nur sehr schwer messbar. Jedoch könnten reale oder synthetische Feststoffpartikel mit thermographischen Phosphoren beschichtet werden, um die Oberflächentemperatur des Partikels zu erfassen. Die hier angewandten Messtechniken können in Zukunft auf die Untersuchung der frühen Abbrandphase von Biomassepartikeln angewendet werden. Hierbei besteht die Herausforderung in der großen Variation an Partikelformen, welche die Biomasse besitzt. Durch eine Erhöhung der Partikeldichte sowie einer Erhöhung der Partikelgeschwindigkeit, kann der Einfluss der Partikel-Partikel-Interaktion sowie die Partikel-Fluid-Interaktion auf die Feststoffverbrennung untersucht werden. Durch den Einsatz weiterer hochauflösender Hochgeschwindigkeitskamera ist es möglich einzelne Partikel über einen bestimmten Zeitraum zuverfolgen, um Phänome genauer untersuchen

zu können. Durch eine andere Anordnung der in dieser Arbeit eingesetzten Messtechniken, kann die Statistik bei Multiparametermessungen weiter erhöht werden. Dabei sollte OH-PLIF und hochauflösende Hochgeschwindigkeitsschattenwurfverfahren im Bereich der Zündung eingesetzt werden. Partikelverfolgungsmessmethoden können die Position und die Verweilzeit von der Zündung bis zum Koksabbrand verfolgen. Das Ende des Volatilenabbrands kann mithilfe von Lumineszenzvisualisierung realisiert werden. Desweiteren ist es sinnvoll weitere optische Messtechniken aus der Gas- und Flüssigkeitsverbrennung im Bereich der Feststoffverbrennung zu testen, um weitere Parameter bestimmen zu können. Die in dieser Arbeit gesammelten Erkenntnisse können als Grundlage für weitere Untersuchungen dienen sowie als Validierungsdaten im Bereich der Modellierung von Feststoffverbrennung.

Literaturverzeichnis

- [1] Kommission, "Wachstum, Strukturwand und Beschäftigung", *Abschlussbericht*. Bundesregierung Deutschland, 2019.
- [2] *World Energy Outlook 2010*. OECD, 2016.
- [3] unknown, "www.carbonbrief.org," 2019.
- [4] B. Buhre, L. K. Elliott, C. D. Sheng, R. P. Gupta, and T. F. Wall, "Oxy-fuel combustion technology for coal-fired power generation," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 31, no. 4, pp. 283–307, 2005.
- [5] T. F. Wall, "Combustion processes for carbon capture," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 31, no. 1, pp. 31–47, 2007.
- [6] T. Wall, Y. Liu, C. Spero, L. Elliott, S. Khare, R. Rathnam, F. Zeenathal, B. Moghtaderi, B. Buhre, C. Sheng, R. Gupta, T. Yamada, K. Makino, and J. Yu, "An overview on oxyfuel coal combustion—state of the art research and technology development," *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 87, no. 8, pp. 1003–1016, 2009.
- [7] W. P. Adamczyk, A. Szłęk, A. Klimanek, R. A. Białecki, G. Węcel, A. Katelbach-Wozniak, S. Sładek, M. Ditaranto, and N. E. L. Haugen, "Visualization system for the measurement of size and sphericity of char particles under combustion conditions," *Powder Technology*, vol. 301, pp. 141–152, 2016.
- [8] A. Tahmasebi, H. Zheng, and J. Yu, "The influences of moisture on particle ignition behavior of chinese and indonesian lignite coals in hot air flow," *Fuel Processing Technology*, vol. 153, pp. 149–155, 2016.
- [9] K. Zhou, Q. Lin, H. Hu, H. Hu, and L. Song, "The ignition characteristics and combustion processes of the single coal slime particle under different hot-coflow conditions in n_2/o_2 atmosphere," *Energy*, vol. 136, pp. 173–184, 2017.
- [10] L. Zhang, E. Binner, Y. Qiao, and C.-Z. Li, "High-speed camera observation of coal combustion in air and o_2/co_2 mixtures and measurement of burning coal particle velocity \dagger ," *Energy & Fuels*, vol. 24, no. 1, pp. 29–37, 2010.
- [11] K. Lei, B. Ye, J. Cao, R. Zhang, and D. Liu, "Combustion characteristics of single particles from bituminous coal and pine sawdust in o_2/n_2 , o_2/co_2 , and o_2/h_2o atmospheres," *Energies*, vol. 10, no. 11, p. 1695, 2017.

- [12] J. Friedemann, A. Wagner, A. Heinze, S. Krzack, and B. Meyer, "Direct optical observation of coal particle fragmentation behavior in a drop-tube reactor," *Fuel*, vol. 166, pp. 382–391, 2016.
- [13] L. Cai, C. Zou, Y. Liu, K. Zhou, Q. Han, and C. Zheng, "Numerical and experimental studies on the ignition of pulverized coal in o₂/h₂o atmospheres," *Fuel*, vol. 139, pp. 198–205, 2015.
- [14] X. Bai, G. Lu, and T. Bennet, eds., *Measurement of coal particle combustion behaviors in a drop tube furnace through high-speed imaging and image processing*, 2016.
- [15] P. A. Bejarano and Y. A. Levendis, "Single-coal-particle combustion in o₂/n₂ and o₂/co₂ environments," *Combustion and Flame*, vol. 153, no. 1-2, pp. 270–287, 2008.
- [16] H. Lee and S. Choi, "An observation of combustion behavior of a single coal particle entrained into hot gas flow," *Combustion and Flame*, vol. 162, no. 6, pp. 2610–2620, 2015.
- [17] Y. Yuan, S. Li, G. Li, N. Wu, and Q. Yao, "The transition of heterogeneous–homogeneous ignitions of dispersed coal particle streams," *Combustion and Flame*, vol. 161, no. 9, pp. 2458–2468, 2014.
- [18] W. Prationo, J. Zhang, J. Cui, Y. Wang, and L. Zhang, "Influence of inherent moisture on the ignition and combustion of wet victorian brown coal in air-firing and oxy-fuel modes: Part 1: The volatile ignition and flame propagation," *Fuel Processing Technology*, vol. 138, pp. 670–679, 2015.
- [19] A. Adeosun, Q. Huang, T. Li, A. Gopan, X. Wang, S. Li, and R. L. Axelbaum, "Characterization of a new hencken burner with a transition from a reducing-to-oxidizing environment for fundamental coal studies," *The Review of scientific instruments*, no. 89, p. 025109, 2018.
- [20] J. J. Murphy and C. R. Shaddix, "Combustion kinetics of coal chars in oxygen-enriched environments," *Combustion and Flame*, vol. 144, no. 4, pp. 710–729, 2006.
- [21] M. Schiemann, V. Scherer, and S. Wirtz, "Optical coal particle temperature measurement under oxy-fuel conditions: Measurement methodology and initial results," *Chemical Engineering & Technology*, vol. 32, no. 12, pp. 2000–2004, 2009.
- [22] G. Simões, D. Magalhães, M. Rabçal, and M. Costa, "Effect of gas temperature and oxygen concentration on single particle ignition behavior of biomass fuels," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 36, no. 2, pp. 2235–2242, 2017.
- [23] D. ZHANG, T. Wall, and [https://doi.org/10.1016/0016-2361\(94\)90247-X](https://doi.org/10.1016/0016-2361(94)90247-X), "Ignition of coal particles: The influence of experimental technique," *Fuel*, vol. 73, no. 7, pp. 1114–1119, 1994.

-
- [24] A. Molina and C. R. Shaddix, "Ignition and devolatilization of pulverized bituminous coal particles during oxygen/carbon dioxide coal combustion," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 31, no. 2, pp. 1905–1912, 2007.
- [25] C. R. Shaddix and A. Molina, "Particle imaging of ignition and devolatilization of pulverized coal during oxy-fuel combustion," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, no. 2, pp. 2091–2098, 2009.
- [26] R. Khatami and Y. A. Levendis, "An overview of coal rank influence on ignition and combustion phenomena at the particle level," *Combustion and Flame*, vol. 164, pp. 22–34, 2016.
- [27] R. Khatami, C. Stivers, and Y. A. Levendis, "Ignition characteristics of single coal particles from three different ranks in o_2/n_2 and o_2/co_2 atmospheres," *Combustion and Flame*, vol. 159, no. 12, pp. 3554–3568, 2012.
- [28] R.-G. Kim, D. Li, and C.-H. Jeon, "Experimental investigation of ignition behavior for coal rank using a flat flame burner at a high heating rate," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 54, pp. 212–218, 2014.
- [29] W. J. McLean, D. R. Hardesty, and J. H. Pohl, "Direct observation of devolatilizing pulverized coal particles in a combustion environment," *18th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute*, 1981.
- [30] T. H. Fletcher, J. Ma, J. Rigby, A. Brown, and B. Webb, "Soot in coal combustion systems," *Prog. Energy Combustion Sci.*, 1997.
- [31] R. Khatami, Y. A. Levendis, and M. A. Delichatsios, "Soot loading, temperature and size of single coal particle envelope flames in conventional- and oxy-combustion conditions (o_2/n_2 and o_2/co_2)," *Combustion and Flame*, vol. 162, no. 6, pp. 2508–2517, 2015.
- [32] C. Hasse, "Models for coal kinetics," in *Reference Module in Chemistry, Molecular Sciences and Chemical Engineering*, Elsevier, 2015.
- [33] B. Goshayeshi and J. C. Sutherland, "A comparison of various models in predicting ignition delay in single-particle coal combustion," *Combustion and Flame*, vol. 161, no. 7, pp. 1900–1910, 2014.
- [34] X. Bai, G. Lu, T. Bennet, A. Sarroza, C. Eastwick, H. Liu, and Y. Yan, "Combustion behavior profiling of single pulverized coal particles in a drop tube furnace through high-speed imaging and image analysis," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 85, pp. 322–330, 2017.
- [35] N. Vorobiev, A. Becker, H. Kruggel-Emden, A. Panahi, Y. A. Levendis, and M. Schiemann, "Particle shape and stefan flow effects on the burning rate of torrefied biomass," *Fuel*, vol. 210, pp. 107–120, 2017.

- [36] H. Lu, E. Ip, J. Scott, P. Foster, M. Vickers, and L. L. Baxter, “Effects of particle shape and size on devolatilization of biomass particle,” *Fuel*, vol. 89, no. 5, pp. 1156–1168, 2010.
- [37] C. Wendt, C. Eigenbrod, O. Moriue, and H. J. Rath, “A model for devolatilization and ignition of an axisymmetric coal particle,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 29, no. 1, pp. 449–457, 2002.
- [38] H. Lee and S. Choi, “Motion of single pulverized coal particles in a hot gas flow field,” *Combustion and Flame*, vol. 169, pp. 63–71, 2016.
- [39] Y.-G. Kim, J.-D. Kim, B.-H. Lee, J.-H. Song, Y.-J. Chang, and C.-H. Jeon, “Experimental investigation into combustion characteristics of two sub-bituminous coals in O_2/N_2 and O_2/CO_2 environments,” *Energy & Fuels*, vol. 24, no. 11, pp. 6034–6040, 2010.
- [40] M. Khan and R. G. Jenkins, “Influence of added calcium compounds on swelling, plastic, and pyrolysis behaviour of coal devolatilized at elevated pressures,” *Fuel*, vol. 65, no. 9, pp. 1203–1208, 1986.
- [41] M. Khan and R. G. Jenkins, “Thermoplastic properties of coal at elevated pressures,” *Fuel*, vol. 64, no. 2, pp. 189–192, 1985.
- [42] M. Khan and R. G. Jenkins, “Thermoplastic properties of coal at elevated pressures,” *Fuel*, vol. 63, no. 1, pp. 109–115, 1984.
- [43] G. Löwenthal, W. Wanzl, and K. H. van Heek, “Kinetics of swelling and plasticity of coal during rapid pressurized pyrolysis and hydrolysis,” *Fuel*, vol. 65, no. 3, pp. 346–353, 1986.
- [44] C. W. Lee, A. W. Scaroni, and R. G. Jenkins, “Effect of pressure on the devolatilization and swelling behaviour of a softening coal during rapid heating,” *Fuel*, vol. 70, no. 8, pp. 957–965, 1991.
- [45] T. H. Fletcher, “Swelling properties of coal chars during rapid pyrolysis and combustion,” *Fuel*, vol. 72, no. 11, pp. 1485–1495, 1993.
- [46] T. K. Gale, C. H. Bartholomew, and T. H. Fletcher, “Decreases in the swelling and porosity of bituminous coals during devolatilization at high heating rates,” *Combustion and Flame*, vol. 100, no. 1-2, pp. 94–100, 1995.
- [47] J. Yu, J. Lucas, V. Strezov, and T. Wall, “Swelling and char structures from density fractions of pulverized coal,” *Energy & Fuels*, vol. 17, no. 5, pp. 1160–1174, 2003.
- [48] R. C. Shurtz, K. K. Kolste, and T. H. Fletcher, “Coal swelling model for high heating rate pyrolysis applications,” *Energy & Fuels*, vol. 25, no. 5, pp. 2163–2173, 2011.
- [49] H. Yang, S. Li, T. H. Fletcher, and M. Dong, “Simulation of the swelling of high-volatile bituminous coal during pyrolysis,” *Energy & Fuels*, vol. 28, no. 11, pp. 7216–7226, 2014.

-
- [50] M. Muto, K. Tanno, and R. Kurose, “A dns study on effect of coal particle swelling due to devolatilization on pulverized coal jet flame,” *Fuel*, vol. 184, pp. 749–752, 2016.
- [51] M. PRINS, K. PTASINSKI, and F. Janssens, “From coal to biomass gasification: Comparison of thermodynamic efficiency,” *Energy*, vol. 32, no. 7, pp. 1248–1259, 2007.
- [52] Umweltbundesamt, “Daten und fakten zu braun- und steinkohlen,” 2017.
- [53] S. Bürkle, *Laser-based Investigation of Gas and Laser-based Investigation of Gas and Solid Fuel Combustion under Oxy-Fuel Atmosphere Atmosphere*. in press, 2019.
- [54] J. Yu, J. A. Lucas, and T. F. Wall, “Formation of the structure of chars during devolatilization of pulverized coal and its thermoproperties: A review,” *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 33, no. 2, pp. 135–170, 2007.
- [55] S. Badzioch and P. G. W. Hawksley, “Kinetics of thermal decomposition of pulverized coal particles,” *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 9, no. 4, pp. 521–530, 1970.
- [56] P. Stephan, D. Mewes, S. Kabelac, M. Kind, K. Schaber, and T. Wetzel, eds., *VDI-Wärmeatlas*. VDI Springer Reference, Wiesbaden: Springer, living reference work, continuously updated edition ed., 2017.
- [57] L. Schiller and A. Naumann, “Über die grundlegenden berechnungen bei der schw-erkraftaufbereitung,” *Zeitung des vereins deutscher ingenieure*, 1933.
- [58] C. T. Crowe, J. D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji, *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press, 2011.
- [59] H. Freeman, “On the encoding of arbitrary geometric configurations,” *IEEE Transactions on Electronic Computers*, vol. EC-10, no. 2, pp. 260–268, 1961.
- [60] A. Vossepoel and Smeulders A., “Vector code probability and metrication error in the representation of straight lines of finite length,” *Computer Graphics and Image Processing*, no. 20, pp. 347–364, 1982.
- [61] E. J. Liu, K. V. Cashman, and A. C. Rust, “Optimising shape analysis to quantify volcanic ash morphology,” *GeoResJ*, vol. 8, pp. 14–30, 2015.
- [62] S. Ramanujan, *Ramanujan’s collected works*. New York: Chelsea, 1962.
- [63] A. Fitzgibbon, M. Pilu, and R. B. Fisher, “Direct least square fitting of ellipses,” *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 21, no. 5, pp. 476–480, 1999.
- [64] N. MOSHTAGH, “Minimum volume enclosing ellipsoids,” 2009.
- [65] R. M. Haralick and L. G. Shapiro, *Computer and robot vision*. Addison-wesley Reading, 1 ed., 1992.

- [66] S.-C. Zhang and Z.-Q. Liu, “A robust, real-time ellipse detector,” *Pattern Recognition*, vol. 38, no. 2, pp. 273–287, 2005.
- [67] C. Tropea, “Optical particle characterization in flows,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 43, no. 1, pp. 399–426, 2011.
- [68] G. S. Settles, ed., *Schlieren and shadowgraph techniques: Visualizing phenomena in transparent media*. Experimental fluid mechanics, Berlin and Heidelberg: Springer, softcover reprint of the hardcover 1st edition 2001 ed., 2001.
- [69] F. R. Westlye, K. Penney, A. Ivarsson, L. M. Pickett, J. Manin, and S. A. Skeen, “Diffuse back-illumination setup for high temporally resolved extinction imaging,” *Applied optics*, vol. 56, no. 17, pp. 5028–5038, 2017.
- [70] T. A. Dracos, ed., *Three-dimensional velocity and vorticity measuring and image analysis techniques: Lecture notes from the short course held in Zürich, Switzerland, 3 - 6 September 1996*, vol. 4 of *ERCRAFT series*. Dordrecht: Kluwer, 1996.
- [71] C. Tropea, *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. 2007.
- [72] B. Jähne, *Digitale Bildverarbeitung*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 6., überarbeitete und erweiterte auflage ed., 2005.
- [73] S. Mallat, *A wavelet tour of signal processing*. Academic Press, 1999.
- [74] H. Herwig and A. Moschallski, *Wärmeübertragung*. Springer Vieweg, 2014.
- [75] P. B. Kuhn, B. Ma, B. C. Connelly, M. D. Smooke, and M. B. Long, “Soot and thin-filament pyrometry using a color digital camera,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33, no. 1, pp. 743–750, 2011.
- [76] S. m. Hwang, R. Kurose, F. Akamatsu, H. Tsuji, H. Makino, and M. Katsuki, “Application of optical diagnostics techniques to a laboratory-scale turbulent pulverized coal flame,” *Energy & Fuels*, vol. 19, no. 2, pp. 382–392, 2005.
- [77] S. Balusamy, M. M. Kamal, S. M. Lowe, B. Tian, Y. Gao, and S. Hochgreb, “Laser diagnostics of pulverized coal combustion in o₂/n₂ and o₂/co₂ conditions: Velocity and scalar field measurements,” *Experiments in Fluids*, vol. 56, no. 5, p. 1, 2015.
- [78] J. Köser, L. G. Becker, N. Vorobiev, M. Schiemann, V. Scherer, B. Böhm, and A. Dreizler, “Characterization of single coal particle combustion within oxygen-enriched environments using high-speed oh-plif,” *Applied Physics B*, vol. 121, no. 4, pp. 459–464, 2015.
- [79] Y. Xie, J. Wang, M. Zhang, J. Gong, W. Jin, and Z. Huang, “Experimental and numerical study on laminar flame characteristics of methane oxy-fuel mixtures highly diluted with co₂,” *Energy & Fuels*, vol. 27, no. 10, pp. 6231–6237, 2013.
- [80] X. Hu, Q. Yu, J. Liu, and N. Sun, “Investigation of laminar flame speeds of ch₄/o₂/co₂ mixtures at ordinary pressure and kinetic simulation,” *Energy*, vol. 70, pp. 626–634, 2014.

-
- [81] W. Jin, J. Wang, S. Yu, Y. Nie, Y. Xie, and Z. Huang, "Cellular instabilities of non-adiabatic laminar flat methane/hydrogen oxy-fuel flames highly diluted with CO_2 ," *Fuel*, no. 143, pp. 38–46, 2015.
- [82] M. GORMAN, M. el HAMDI, and K. A. Robbins, "Four types of chaotic dynamics in cellular flames," *Combustion Science and Technology*, vol. 98, no. 1-3, pp. 79–93, 1994.
- [83] M. GORMAN, M. EL-HAMDI, and K. A. ROBBINS, "Experimental observation of ordered states of cellular flames," *Combustion Science and Technology*, no. 98, pp. 37–45, 1994.
- [84] M. el HAMDI, M. GORMAN, and K. A. Robbins, "Deterministic chaos in laminar premixed flames: Experimental classification of chaotic dynamics," *Combustion Science and Technology*, no. 94, pp. 87–101, 1993.
- [85] J. F. Yu, R. Yu, X. Q. Fan, M. Christensen, A. A. Konnov, and X. S. Bai, "Onset of cellular flame instability in adiabatic $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{CO}_2$ and CH_4/air laminar premixed flames stabilized on a flat-flame burner," *Combustion and Flame*, no. 160, pp. 1276–1286, 2013.
- [86] A. A. Konnov and I. V. Dyakov, "Measurement of propagation speeds in adiabatic cellular premixed flames of $\text{CH}_4 + \text{O}_2 + \text{CO}_2$," *Experimental Thermal and Fluid Science*, no. 29, pp. 901–907, 2005.
- [87] Axel Zschuttschke, Danny Messig, Arne Scholtissek, and Christian Hasse, "Universal laminar flame solver (ulf)."
- [88] G. P. Smith, "Gri-mech 3.0," http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/, 1999.
- [89] G. Kychakoff, R. D. Howe, R. K. Hanson, M. C. Drake, R. W. Pitz, M. Lapp, and C. M. Penney, "Visualization of turbulent flame fronts with planar laser-induced fluorescence," *Science (New York, N.Y.)*, vol. 224, no. 4647, pp. 382–384, 1984.
- [90] P. H. Paul and H. N. Najm, "Planar laser-induced fluorescence imaging of flame heat release rate," *Symposium (International) on Combustion*, vol. 27, no. 1, pp. 43–50, 1998.
- [91] S. Heuer, C. Wedler, C. Ontyd, M. Schiemann, R. Span, M. Richter, and V. Scherer, "Evolution of coal char porosity from CO_2 -pyrolysis experiments," *Fuel*, vol. 253, pp. 1457–1464, 2019.
- [92] C. Wendt, "Theoretische und experimentelle untersuchungen zur zündung einzelner kohlepartikel," *Universität Bremen*, 2016.
- [93] N. Vorobiev, *Optische Untersuchung des Abbrandverhaltens von Brennstoffpartikeln in Oxyfuel-Atmosphäre*. Books on Demand, 2020.
- [94] T. Kissel, *Spektroskopische Methoden zur Charakterisierung wandnaher Verbrennungsprozesse*. tprints, Darmstadt, 2011.

- [95] C. Jainski, *Experimentelle Untersuchung der turbulenten Flamme-Wand-Interaktion*. Optimus Mostafa Verlag, 2016.
- [96] J. Brübach, M. Hage, J. Janicka, and A. Dreizler, “Simultaneous phosphor and cars thermometry at the wall–gas interface within a combustor,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, no. 1, pp. 855–861, 2009.
- [97] S. Bürkle, L. G. Becker, A. Dreizler, and S. Wagner, “Experimental investigation of the flue gas thermochemical composition of an oxy-fuel swirl burner,” *Fuel*, vol. 231, pp. 61–72, 2018.
- [98] X. Liu, J. B. Jeffries, and R. K. Hanson, “Measurement of non-uniform temperature distributions using line-of-sight absorption spectroscopy,” *AIAA Journal*, vol. 45, no. 2, pp. 411–419, 2007.
- [99] N. Fuhrmann, J. Brübach, and A. Dreizler, “Phosphor thermometry: A comparison of the luminescence lifetime and the intensity ratio approach,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 34, no. 2, pp. 3611–3618, 2013.
- [100] J. Brübach, C. Pflitsch, A. Dreizler, and B. Atakan, “On surface temperature measurements with thermographic phosphors: A review,” *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 39, no. 1, pp. 37–60, 2013.
- [101] N. Fuhrmann, J. Brübach, and A. Dreizler, “On the mono-exponential fitting of phosphorescence decays,” *Applied Physics B*, vol. 116, no. 2, pp. 359–369, 2014.
- [102] J. Brübach, A. Dreizler, and J. Janicka, “Gas compositional and pressure effects on thermographic phosphor thermometry,” *Measurement Science and Technology*, vol. 18, no. 3, pp. 764–770, 2007.
- [103] N. Fuhrmann, E. Baum, J. Brübach, and A. Dreizler, “High-speed phosphor thermometry,” *The Review of scientific instruments*, vol. 82, no. 10, p. 104903, 2011.
- [104] J. Brübach, J. Janicka, and A. Dreizler, “An algorithm for the characterisation of multi-exponential decay curves,” *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 47, no. 1, pp. 75–79, 2009.
- [105] A. Burcat, B. Ruscic, and Chemistry, *Third millenium ideal gas and condensed phase thermochemical database for combustion (with update from active thermochemical tables)*. 2005.
- [106] W. Sutherland, “Lii. the viscosity of gases and molecular force,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 36, no. 223, pp. 507–531, 2009.
- [107] P. CHENG, “Two-dimensional radiating gas flow by a moment method,” *AIAA Journal*, vol. 2, no. 9, pp. 1662–1664, 1964.
- [108] B. Leckner, “Spectral and total emissivity of water vapor and carbon dioxide,” *Combustion and Flame*, vol. 19, no. 1, pp. 33–48, 1972.

-
- [109] W. Kümmel, ed., *Technische Strömungsmechanik: Theorie und Praxis*. Wiesbaden and s.l.: Vieweg+Teubner Verlag, 2001.
- [110] R. Knappstein, G. Kuenne, A. Ketelheun, J. Köser, L. Becker, S. Heuer, M. Schiemann, V. Scherer, A. Dreizler, A. Sadiki, and J. Janicka, “Devolatilization and volatiles reaction of individual coal particles in the context of fgm tabulated chemistry,” *Combustion and Flame*, vol. 169, pp. 72–84, 2016.
- [111] L. Frigge, G. Elserafi, J. Ströhle, and B. Eppele, “Sulfur and chlorine gas species formation during coal pyrolysis in nitrogen and carbon dioxide atmosphere,” *Energy & Fuels*, vol. 30, no. 9, pp. 7713–7720, 2016.
- [112] L. Frigge, J. Ströhle, and B. Eppele, “Release of sulfur and chlorine gas species during coal combustion and pyrolysis in an entrained flow reactor,” *Fuel*, vol. 201, pp. 105–110, 2017.
- [113] Y. Liu, M. Geier, A. Molina, and C. R. Shaddix, “Pulverized coal stream ignition delay under conventional and oxy-fuel combustion conditions,” *International Journal of Greenhouse Gas Control*, vol. 5, pp. S36–S46, 2011.
- [114] A. Ohliger, M. Förster, and R. Kneer, “Torrefaction of beechwood: A parametric study including heat of reaction and grindability,” *Fuel*, vol. 104, pp. 607–613, 2013.
- [115] H. Spliethoff, *Power Generation from Solid Fuels*. Springer, 2010.
- [116] K. Görner, *Technische Verbrennungssysteme*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1991.
- [117] K. Annamalai and W. Ryan, “Interactive processes in gasification and combustion—ii. isolated carbon, coal and porous char particles,” *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 19, no. 5, pp. 383–446, 1993.
- [118] J. Westermann, “Korngrößenverteilungen: Dynamische bildanalyse übertrifft laserstreuung,” *Analytik News*, 2011.
- [119] J. D. Wilson, D. B. Bechtel, T. C. Todd, and P. A. Seib, “Measurement of wheat starch granule size distribution using image analysis and laser diffraction technology,” *Cereal Chemistry*, no. 83, 2006.
- [120] M. Ilić, I. Budak, M. Vučinić Vasić, A. Nagode, U. Kozmidis-Luburić, J. Hodolič, and T. Puškar, “Size and shape particle analysis by applying image analysis and laser diffraction – inhalable dust in a dental laboratory,” *Measurement*, vol. 66, pp. 109–117, 2015.
- [121] N. Otsu, “A threshold selection method from gray-level histograms,” *IEEE transactions on systems, man, and cybernetics*, 1979.
- [122] X. Colonna De Lega and P. de Groot, “Lateral resolution and instrument transfer function as criteria for selecting surface metrology instruments,” in *Optical sensors*, OSA technical digest (online), (Washington, DC), p. OTu1D.4, OSA The Optical Society, 2012.

- [123] E. Hecht, *Optik*. München: Oldenbourg, 4., überarb. Aufl. ed., 2005.
- [124] G. H. Wang and N. T. Clemens, “Effects of imaging system blur on measurements of flow scalars and scalar gradients,” *Experiments in Fluids*, vol. 37, no. 2, pp. 194–205, 2004.
- [125] N. T. Clemens, “Flow imaging,” *Encyclopedia of imaging science and technology*, 2002.
- [126] H. Heywood, “Calculation of the specific surface of a powder,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 125, no. 1, pp. 383–459, 1933.
- [127] N. Vorobiev, M. Geier, M. Schiemann, and V. Scherer, “Experimentation for char combustion kinetics measurements: Bias from char preparation,” *Fuel Processing Technology*, vol. 151, pp. 155–165, 2016.
- [128] L. G. Becker, *Laserbasierte Untersuchung von gasassistierten Staubflammen*. tprints, Darmstadt, 2019.
- [129] J. Hayashi, N. Hashimoto, N. Nakatsuka, K. Tainaka, H. Tsuji, K. Tanno, H. Watanabe, H. Makino, and F. Akamatsu, “Simultaneous imaging of mie scattering, pabs laser induced fluorescence and soot laser induced incandescence to a lab-scale turbulent jet pulverized coal flame,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 37, no. 3, pp. 3045–3052, 2019.
- [130] J. Köser, L. G. Becker, A.-K. Goßmann, B. Böhm, and A. Dreizler, “Investigation of ignition and volatile combustion of single coal particles within oxygen-enriched atmospheres using high-speed oh-plif,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 36, no. 2, pp. 2103–2111, 2017.
- [131] A. Wütscher, C. Wedler, C. Seibel, D. Hiltrop, T. M. Fieback, M. Muhler, and R. Span, “On the alternating physicochemical characteristics of colombian coal during pyrolysis,” *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis*, vol. 123, pp. 12–19, 2017.
- [132] R. Mitchell, R. Hurt, L. Baxter, and D. Hardesty, “Compilation of sandia coal char combustion data and kinetic analyses,” 1992.
- [133] G. L. Tufano, O. T. Stein, A. Kronenburg, A. Frassoldati, T. Faravelli, L. Deng, A. M. Kempf, M. Vascellari, and C. Hasse, “Resolved flow simulation of pulverized coal particle devolatilization and ignition in air- and o₂/co₂-atmospheres,” *Fuel*, vol. 186, pp. 285–292, 2016.
- [134] P. R. Solomon, P. E. Best, Z. Z. Yu, and S. Charpenay, “An empirical model for coal fluidity based on a macromolecular network pyrolysis model,” *Energy & Fuels*, vol. 6, no. 2, pp. 143–154, 1992.
- [135] W. R. Seeker, G. S. Samuelsen, M. P. Heap, and J. D. Trolinger, “The thermal decomposition of pulverized coal particles,” *Symposium (International) on Combustion*, vol. 18, no. 1, pp. 1213–1226, 1981.